

Contribution à la modélisation de l'écoulement du fluide viscoplastique sur des plans inclinés et des canaux raides par la Mécanique des Fluides Numérique ou MFN.

- 1- RAKOTONANDRASANA Iarisoa Riana
Ecole doctorale Ingénierie et Géosciences (INGE), Université d'Antananarivo
- 2- VAZQUEZ José
Professeur
Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie (ICUBE),
Ecole Nationale du Génie de l'Eau et de l'Environnement de Strasbourg (ENGEES), Strasbourg, France.
- 3- RAKOTO Raminintsoa David
Professeur Titulaire
Ecole doctorale Ingénierie et Géosciences (INGE), Université d'Antananarivo
- 4- Nicolas Schaer
Docteur,
Deau, Strasbourg, France
- 5- RASOLOFONIAINA Jean Donné
Docteur, Maître de conférences –
Laboratoire de Mécanique, Energétique et Environnement, Université de Fianarantsoa

RESUME

Les laves torrentielles qui se produisent en zone montagneuse sont la plupart du temps assimilées à des fluides non newtoniens à seuil de contrainte. Ce sont des fluides qui nécessitent une contrainte minimale pour pouvoir s'écouler. En dessous de cette valeur minimale, les fluides à seuil de contrainte restent solides. Jusqu'à présent, le diagnostic et la détermination des zones de danger des laves torrentielles sont étudiés avec des modèles numériques unidimensionnel (1D) et bidimensionnel (2D). Cependant, certains phénomènes ont un comportement tridimensionnel comme l'étalement de l'écoulement sur le terrain naturel. L'objectif ici est d'utiliser la mécanique des fluides numérique (MFN) ou Computational Fluid Dynamics (CFD) pour reproduire les propriétés de l'écoulement à surface libre des fluides à seuil sur un plan incliné et en descendant un canal raide. La modélisation du comportement du fluide à seuil a été réalisée avec le logiciel OpenFoam. Les résultats numériques sont comparés aux expériences. Le modèle 3D est validé en évaluant sa capacité à reproduire de manière fiable les modèles d'écoulement. La profondeur, la largeur et la position du front sont quantifiées pour différentes configurations numériques (maillage, paramètres rhéologiques, paramètres du code). Ensuite, les résultats numériques sont utilisés pour identifier la meilleure configuration pour reproduire les caractéristiques de l'écoulement.

Mots clés : *CFD, fluides à seuil, écoulements à surface libre, plans inclinés, rhéologie, canaux raides.*

ABSTRACT

Debris flows occur in mountainous area are mostly assimilated as non-Newtonian yield stress fluids. They require a minimum stress to flow. Below this minimum value, yield stress fluids remain solid. Until now, the diagnosis and determination of the debris flows hazard zones are investigated with one-dimensional (1D) and two-dimensional (2D) numerical models. However, some phenomena have three-dimensional behavior such as the spreading of the flow over the natural ground. The objective here is to use a Computational Fluid Dynamics (CFD) to reproduce the properties of the free surface flow of yield stress fluids on an inclined plane and down a steep flume. Modeling the yield stress fluid behavior are performed with the software OpenFOAM. Numerical results are compared with experiments. The 3D model is validated by evaluating its capacity to reproduce reliably flow patterns. The depth, the width and the front position are quantified for different numerical configurations (grid level, rheology parameters, code parameters). Then numerical results are used to identify the best setting to reproduce the flow characteristics.

Keywords: *CFD, yield stress fluids, free surface flow, inclined planes, rheology, steep flumes.*

1- INTRODUCTION

Les écoulements de fluide à seuil de contrainte sont courants dans la nature (laves torrentielles, avalanches, coulées de lave) et dans l'industrie (pétrole, peintures, cosmétiques, crèmes, alimentation, etc.). Leur comportement est difficile à prévoir et ils sont toujours l'objet de nombreuses recherches (Mendes, Vinay, Ovarlez, & Coussot, 2015; Mohammadzadeh, Hashemabadi, & Akbari, 2016; Saramito & Wachs, 2017; Mitsoulis & Tsamopoulos, 2017; Mendes, Vinay, & Coussot, 2017). Des modèles viscoplastiques sont souvent utilisés, comme le modèle de Herschel-Bulkley, pour représenter la relation non linéaire entre la contrainte et la vitesse de déformation et pour évaluer la dynamique des fluides de tels écoulements. La simulation des fluides à seuil de contrainte en trois dimensions est un véritable défi du fait de la difficulté à représenter le comportement des matériaux dans des codes numériques et à coupler la dynamique des écoulements et l'évolution de la surface libre de manière significative. La modélisation numérique de l'écoulement des fluides viscoplastiques à surface libre a été largement étudiée, mais elle reste une tâche complexe. Les travaux précédents incluent l'utilisation de méthodes lagrangiennes augmentées pour la caractérisation rhéologique (Muravleva, Muravleva, Georgiou, & Mitsoulis, 2010; Acary-Robert, Fernandez-Nieto, Narbona-Reina, & Vigneaux, 2012; Marly & Vigneaux, 2017), la simulation d'écoulements viscoplastiques avec des approches lagrangiennes sans maillage telles que la méthode des éléments discrets (Albaba, Lambert, Nicot, & Chareyre, 2015; Zhao & Zhang, 2018; Calvetti, di Prisco, & Vairaktaris, 2016) ou SmoothHydrodynamicsParticles (Chambon, Bouvarel, Laigle, & Naaim, 2011; Labbé, 2015; Canelas, Crespo, Domínguez, Gómez-Gesteira, & Ferreira, 2017), l'application de la méthode Level-set pour la technique de capture de surface (Rentschler, 2010; Nikitin, Olshanskii, Terekhov, & Vassilevski, 2011; Fornes, Bihs, Thakur, & Nordal, 2017). Ces travaux se concentrent sur l'écoulement à surface libre d'un fluide à seuil de contrainte sur des plans inclinés (Cochard, 2007) et dans un canal à forte pente (Ancey & Cochard, 2009). Un grand nombre de travaux numériques ont été traités avec des plans inclinés (Rentschler, 2010; Vassilevski, Nikitin, Olshanskii, & Terekhov, 2012; Bernabeu, Saramito, & Smutek, 2012; Yang, Zhang, & Hao, 2015; Griebel, Dornseifer, & Neunhoffer, 1997) et des canaux à forte pente (He, Wu, Weng, Hu, & Wu, 2017; von Boetticher, et al., 2017; Brezzi, 2016; Shrestha, Nakagawa, Kawaike, Baba, & Zhang, 2012). Les techniques utilisées pour modéliser ces écoulements gravitaires des fluides de Herschel-Bulkley sont variées. Des modèles 2D ont été utilisés (Minussi & Maciel, 2012; Moraga, Lemus, Saavedra, & Lemus-Mondaca, 2015; Comminal, Spangenberg, & Hattel, 2014; Liu, Balmforth, Hormozi, & Hewitt, 2016) ainsi que des codes 3D (Maronnier, Picasso, & Rappaz, 2003; Caboussat, Boyaval, & Masserey, 2011; Franci & Zhang, 2018; Amini, Eghtesad, & Sadeghy, 2016; Issakhov & Zhandaulet, 2020). Le travail ici présente l'application d'un modèle régularisé pour simuler des écoulements complexes 3D de fluides viscoplastiques à surface libre capturés par la méthode VOF (volume-of-fluide). L'objectif est d'évaluer la capacité du code à représenter la forme de la surface libre dans le temps pour des écoulements étalés. Le reste de l'article est organisé comme suit. La première partie présente les cas expérimentaux reproduits par la mécanique des fluides numérique (MFN) et la méthode de modélisation numérique utilisée. Ensuite, la section suivante décrit les résultats, chaque résultat présenté est suivi d'une discussion. Enfin, la conclusion met en évidence le paramétrage optimal du code à mettre en œuvre pour obtenir des résultats numériques les plus représentatifs des écoulements non-newtoniens réels.

2- MATERIES ET METHODE

Cas étudiés

Pour soutenir et valider le choix fait pour la modélisation, la capacité du modèle 3D est évaluée à travers une série de deux expériences, réalisées sur des modèles physiques. La Figure 1 présente les deux géométries reproduites en MFN. L'inclinaison est fixée à 12° dans les deux cas.

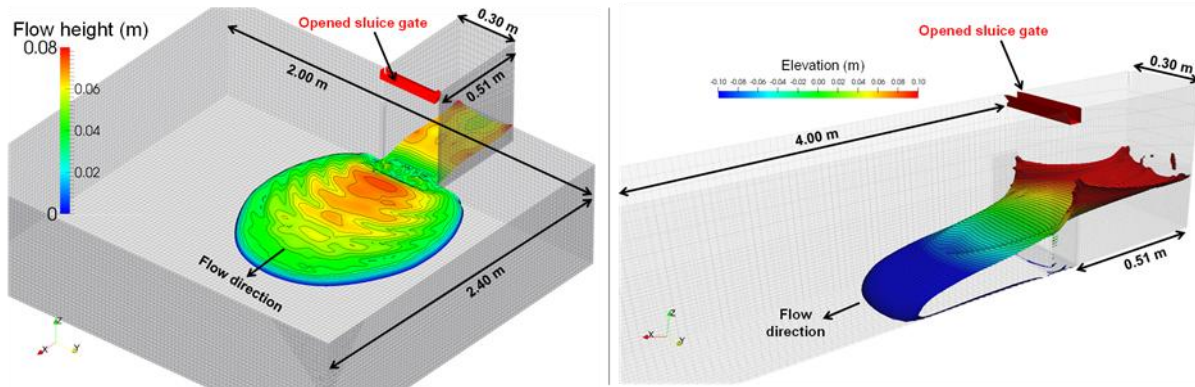


Figure 1 : Géométries du plan incliné et du canal à forte pente

Le matériau utilisé est le Carbopol, qui est un matériau non newtonien typique utilisé pour les expériences (Maßmeyer, Di Giuseppe, Davaille, Rolf, & Tackley, 2013; Luu, Philippe, & Chambon, 2015; López-Carranza, Jenny, & Nouar, 2012). Notre travail se concentre sur les calculs numériques, bien que les géométries étudiées soient inspirées des expériences de Cochard et Ancey (Ancey & Cochard, 2009; Cochard & Ancey, 2009). Notre objectif est de pouvoir comparer nos résultats numériques aux résultats expérimentaux. Le choix des deux géométries est motivé par le fait que les écoulements mis en œuvre sont représentatifs des typologies d'écoulement qui peuvent être rencontrées dans un bassin versant de montagne où se produisent des laves torrentielles. Le plan incliné est adapté pour reproduire le parcours d'une lave torrentielle dans une plaine de stockage. La seconde géométrie est bien représentative du début d'une lave torrentielle lorsque les phénomènes de rupture de barrage apparaissent.

Approche VOF (Volume-of-Fluid)

La méthode VOF (Volume-of-Fluid) (Hirt & Nichols, 1981) est mise en œuvre pour le modèle 3D avec le logiciel OpenFOAM. Les équations dépendantes du temps pour la masse et la quantité de mouvement sont données par les équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \operatorname{div} \vec{u} \quad (1)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \sigma + \vec{g} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P + \frac{1}{\rho} \operatorname{div} \tau + \vec{g} \quad (2)$$

Où ρ est la densité du fluide (kg/m^3), u la vitesse locale (m/s) et $D\vec{u}/Dt$ sa dérivée matérielle, σ est le tenseur des contraintes totales, τ est le tenseur des contraintes déviatoriques, P est la pression locale (Pa), et g est la gravité (m/s^2).

Ces équations sont couramment utilisées en mécanique des fluides (Versteeg & Malalasekera, 2007). Les équations sont résolues avec le solveur InterFoam pour représenter la surface libre de l'écoulement diphasique incompressible, isotherme et immiscible entre le Carbopol et l'air. Ils sont donc utilisés dans la méthode VOF pour la discrétisation du

modèle. La méthode VOF est basée sur l'approche de capture d'interface. Le code fait intervenir la fraction volumique α comme marqueur pour identifier la partie de la cellule de calcul occupée par le fluide. Lorsque $\alpha = 0$, la cellule de calcul est occupée par l'air. Si α est compris entre 0 et 1, il correspond à l'interface fluide-air. Puis, si $\alpha = 1$, la cellule de calcul est occupée par le fluide. Une fonction d'advection permet le transport de α . La conservation de la fraction volumique est essentielle lorsque le fluide a une densité élevée. Dans ce cas, une petite erreur sur la fraction volumique conduit à une erreur importante sur les propriétés des fluides et modifie la position de l'interface. L'équation d'advection ne pouvant pas satisfaire cette condition (Rusche, 2002), un terme supplémentaire, appelé compression artificielle, est introduit dans l'équation de transport de α (Berberović, van Hinsberg, Jakirlić, Roisman, & Tropea, 2009; Kissling, et al., 2010) comme le montre l'équation (3) :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha U) + \nabla \cdot [u_r \alpha (1 - \alpha)] = 0 \quad (3)$$

avec α la fraction volumique, et u_r la vitesse relative perpendiculaire à l'interface entre les deux phases (m/s). La vitesse de compression est limitée à la région proche de l'interface par le terme $\alpha(1-\alpha)$. Dans les simulations que nous avons réalisées, le pas de temps est automatiquement ajusté pour la discrétisation temporelle afin de maintenir le nombre de Courant (Co) inférieur à 1. Le nombre de Courant est un nombre sans dimension qui définit une condition de convergence pour la résolution des équations en adaptant le pas de temps pendant les calculs. Le nombre de Courant a la forme suivante :

$$Co = \frac{|U|\Delta t}{\Delta x} \quad (4)$$

avec U la grandeur de la vitesse (m/s), Δt le pas de temps (s) et Δx la taille de la cellule de calcul (intervalle de longueur). Co assure la stabilité des calculs et est une condition de convergence. Le changement de sa valeur modifie le pas de temps de calcul. En général, lorsque Co augmente, les calculs sont plus rapides. Cependant, les erreurs numériques sont plus importantes et se propagent pendant la simulation lorsque le pas de temps devient trop grand. Ainsi, en mécanique des fluides numérique, la valeur de Co est généralement fixée à 1.

Maillage numérique

En tant que technique eulérienne, la méthode VOF nécessite une grille de calcul par maillage. Des mailles hexaédriques tridimensionnelles (voir Tableau 1) ont été utilisées pour décomposer le domaine en petits éléments de volume fini. Deux types de mailles sont générés, la maille fine A.1 et la maille grossière A.2 (Figure 2), avec des tailles de cellules suffisamment différentes pour effectuer l'analyse de sensibilité de la maille. Le nombre total de cellules pour chaque maille est adapté pour obtenir des temps de calcul acceptables, de l'ordre de quelques heures. Ceci nécessite une réduction significative de la taille unitaire de chaque cellule pour la maille A.2. En conséquence, le nombre total de cellules est environ 3 fois supérieur à celui de la maille A.1.

Tableau 1 : Grilles de calcul utilisées pour les simulations.

Cas	Maillage	Axe des X	Axe des Y	Axe des Z	Nombre de cellules
Plan incliné	Maille A.1	20 mm	20 mm	20 mm	350 000
	Maille A.2	13 mm	13 mm	13 mm	900 000
Canal à forte	Maille B.1	réservoir : 10 mm Canal: 20 mm	10 mm	Partie fluide : 10 mm Partie air : 40 mm	640 000

Une analyse de sensibilité du maillage est effectuée en plus de la comparaison des résultats expérimentaux et numériques. L'objectif est de pouvoir quantifier la précision numérique du modèle 3D utilisé.

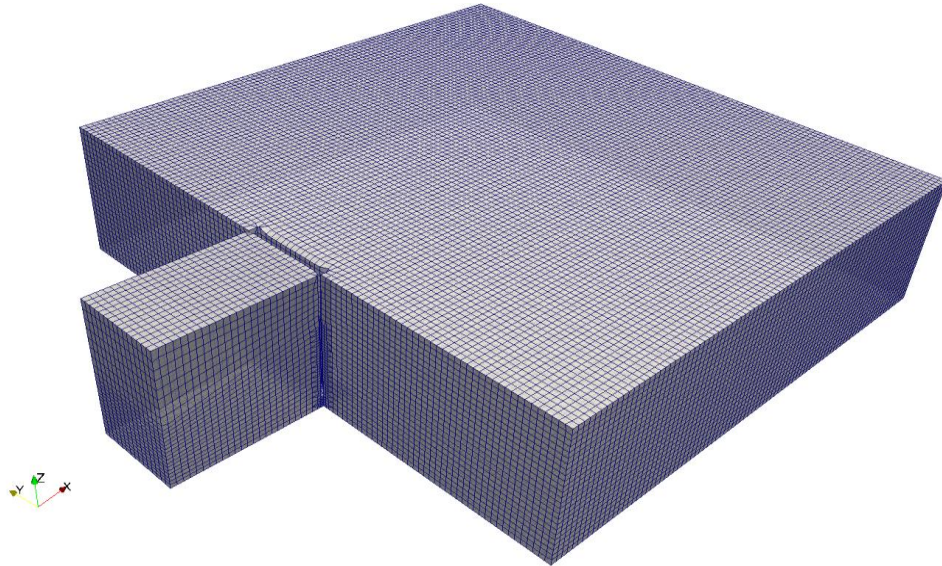


Figure 2 : Maillage grossier : représentation du modèle numérique 3D du plan incliné

Rhéologie

Le modèle de Herschel-Bulkley décrit la rhéologie du Carbopol (Piau, 2007). La vitesse de déformation subie par le matériau est liée à la contrainte de manière non linéaire (Herschel & Bulkley, 1926) comme le montre l'équation (5) :

$$\mathbf{T} = 2 \left[\frac{\tau_c}{\sqrt{|\mathbf{D}|}} + K(\sqrt{|\mathbf{D}|})^{n-1} \right] \mathbf{D} \quad (5)$$

avec \mathbf{T} le tenseur de déviation des contraintes, \mathbf{D} le tenseur de vitesse de déformation, τ_c la contrainte de cisaillement seuil (Pa), K la consistance du fluide ($\text{Pa}\cdot\text{s}^n$), n l'indice d'écoulement et $|\mathbf{D}|$ le deuxième invariant du tenseur de vitesse de déformation. Ici, Carbopol est décrit avec les paramètres donnés dans le Tableau 2.

Tableau 2 : Caractéristiques rhéologiques du Carbopol.

Cas	Concentration (%)	τ_c (Pa)	K ($\text{Pa}\cdot\text{s}^n$)	n	ρ (kg/m^3)
Plan incliné	0,30	89	47,68	0,415	983
Canal à forte pente	0,40	109	75,84	0,579	1000

Ces valeurs ont été déterminées à partir de mesures rhéologiques (Cochard & Ancy, 2009; Ancy & Cochard, 2009). Sur OpenFoam, il n'est pas possible d'employer un comportement de matériau discontinu tel qu'il est décrit dans les expérimentations. Le code peut résoudre les équations de la mécanique des fluides mais pas celles de la mécanique des solides pure (Greenshields, 2017). Il ne peut pas considérer pleinement le régime solide lorsque la contrainte est inférieure à la valeur seuil. Pour surmonter ce problème de simulation, nous avons utilisé le modèle régularisé élasto-visqueux (Tanner & Milthorpe, 1983) implémenté dans le code comme suit :

$$\eta = \min\left(\eta_0, \frac{\tau_c}{\dot{\gamma}} + K \cdot \dot{\gamma}^{n-1}\right) \quad (6)$$

avec η_0 la viscosité de régularisation (Pa.s) et $\dot{\gamma}$ la vitesse de déformation (s^{-1}). La régularisation considère que la valeur de η_0 soit très grande, mais finie, lorsque le fluide se comporte comme un solide ($\tau < \tau_c$). Au-delà de la contrainte seuil ($\tau > \tau_c$), la viscosité dans la cellule de calcul est déterminée par une loi de puissance comme décrit dans l'équation (6). La littérature ne fournit pas de valeur typique pour η_0 . A titre d'exemple, pour un fluide de Bingham, η_0 devrait être environ 1000 fois plus grande que la viscosité dans le régime liquide (O'Donovan & Tanner, 1984). La définition de η_0 est dans une certaine mesure arbitraire et ne repose pas sur des mesures exactes de la contrainte seuil (Rudert & Schwarze, 2009).

La paramétrisation de la rhéologie dans le code de régularisation numérique bi-visqueux rapporte, à travers l'étude des interfaces séparant les régions liquides et rigides au sein d'un écoulement, une hypothèse sur la valeur de la viscosité de régularisation (Schaer, Vazquez, Dufresne, Isenmann, & Wertel, 2018). A partir de la loi de régularisation utilisée dans le code, une viscosité de transition η_T est supposée pour indiquer le passage du régime rigide au régime liquide du matériau. Plusieurs configurations ont été mises en œuvre pour identifier la position des interfaces. L'étude des zones rigide et liquide a permis de juger de l'influence de la régularisation rhéologique sur les résultats numériques. En faisant varier η_0 dans le modèle bi-visqueux, son impact est minimisé à partir d'une certaine valeur élevée. Cette expérimentation a permis de retenir la valeur de 1.0×10^5 Pa.s pour η_0 .

Pour l'étude de sensibilité au maillage, les paramètres rhéologiques utilisés sont ceux qui ont été mesurés et appliqués dans les expériences de Cochard (Cochard & Ancey, 2009), comme indiqué dans le Tableau 2. Les erreurs typiques associées aux mesures rhéométriques conduisent à des incertitudes de l'ordre de 30%, qui sont observés au niveau des paramètres rhéologiques lorsque ces derniers sont réévalués en fonction des caractéristiques d'écoulement après les expériences (Schaer, Vazquez, Dufresne, Isenmann, & Wertel, 2018). La sensibilité des résultats numériques est évaluée en variant les paramètres de Herschel-Bulkley. L'objectif est de valider le modèle selon un montage rhéologique donné et d'observer même les écarts les plus faibles par rapport aux données expérimentales. Le maillage est fixé avec la grille grossière pour étudier indépendamment les variations des paramètres rhéologiques. Les paramètres ont été variés arbitrairement, initialement avec les valeurs d'incertitude mesurées lors des expériences de Cochard (Cochard & Ancey, 2009), tests 2 et 3 dans le Tableau 3. D'après ces mesures expérimentales, les valeurs des incertitudes sont de ± 1 pour τ_c , $\pm 1,7$ pour K et $\pm 0,021$ pour n.

Tableau 3 : Paramètres rhéologiques pour l'étude de sensibilité.

Test	Description	τ_c (Pa)	K (Pa.s ⁿ)	n
1	Valeurs expérimentales (τ_{c0} , K_0 , n_0)	89	47,68	0,42
2	$\tau_{c0}+1$, $K_0+1.7$, $n_0+0.021$	90	49,38	0,44
3	$\tau_{c0}-1$, $K_0-1.7$, $n_0-0.021$	88	45,98	0,39
4	+30 de τ_{c0}	115,7	47,68	0,42
5	-30 de τ_{c0}	62,3	47,68	0,42
6	+30 de K_0	89	61,98	0,42
7	-30 de K_0	89	33,38	0,42
8	+30 de n_0	89	47,68	0,53
9	-30 de n_0	89	47,68	0,29
10	+30 de τ_{c0} , K_0 , n_0	115,7	61,98	0,53
11	-30 de τ_{c0} , K_0 , n_0	62,3	33,38	0,29

Puis dans un second temps, une variation de +30% et -30% (essais 4 à 9) par rapport à leurs valeurs expérimentales initiales (test 1) a été appliquée. Enfin, l'étude de sensibilité a été étendue à une variation simultanée des paramètres (tests 10 et 11). Pour toutes les simulations, η_0 est fixé arbitrairement dans la loi de régularisation ($\eta_0 = 1,0 \times 10^5 \text{ Pa.s}$), ainsi que la densité du fluide ($\rho = 983 \text{ kg/m}^3$). Le Tableau 3 résume toutes les configurations qui ont été testées.

Conditions aux limites et conditions initiales

Dans les cas étudiés, la quantité initiale de Carbopol dans le réservoir est constante ($m_0 = 43 \text{ kg}$). Carbopol est un fluide monophasé équivalent. Les propriétés du matériau sont homogènes, aucun changement d'état ou de phase n'est distingué au sein du matériau. En aval des géométries, la sortie du modèle est à la pression atmosphérique (la même condition est posée pour le haut du modèle). Une condition aux limites de type Dirichlet a été donnée pour α sauf pour les parois. Notons que toutes les limites des parois dans la région d'écoulement obéissent à la condition de non-glissement.

Typiquement, une simulation est exécutée comme suit. Le fluide viscoplastique est soudainement libéré en ouvrant la vanne d'écluse. Ensuite, la surface d'écoulement et la profondeur sont enregistrées pendant le calcul et comparées aux résultats expérimentaux. La séquence d'ouverture de la vanne a été reproduite selon la littérature (Ancey & Cochard, 2009; Cochard, 2007). Au temps $t = 0 \text{ s}$, la vanne est complètement fermée. Au temps $t = 0,19 \text{ s}$, la vanne d'écluse commence à s'ouvrir (ouverture de 8 cm) et le fluide est poussé hors du réservoir à cause de la pression hydrostatique. Au temps $t = 0,48 \text{ s}$, la vanne est ouverte de 17 cm. La hauteur d'ouverture est toujours inférieure à la hauteur du fluide dans le réservoir. Au temps $t = 0,80 \text{ s}$, la vanne est complètement ouverte. La séquence d'ouverture de la vanne a été reproduite dans le modèle en utilisant 16 états successifs, chacun correspondant à une hauteur d'ouverture différente. Il est à noter qu'il est nécessaire de mettre à jour le maillage avant chaque calcul (1 simulation par hauteur d'ouverture). Le choix de représenter l'ouverture continue et linéaire de la vanne, par une série d'états fixes et successifs, a été fait pour une meilleure approximation de la réalité. Même si cela nécessite un remaillage à chaque changement d'état de la vanne, cette hypothèse de simulation permet de nous affranchir d'un maillage dynamique. Dans les expériences, l'ouverture est continue alors qu'elle est discrétisée dans le temps par la MFN.

Application du modèle numérique

Premièrement, une étude de sensibilité au maillage est réalisée pour quantifier les incertitudes dues aux grilles de calcul. Dans un second temps, les résultats numériques sont comparés aux données expérimentales publiées (Ancey & Cochard, 2009; Cochard, 2007). Différentes études de sensibilité ont été réalisées telles que la sensibilité des paramètres rhéologiques (contrainte seuil, indice d'écoulement et consistance du fluide), des paramètres physiques (vanne) et enfin des paramètres de calcul (nombre de Courant, temps initial, algorithme PIMPLE). Les tests sont réalisés pour évaluer l'influence de chaque paramètre sur les résultats. L'objectif est d'optimiser le code pour reproduire la forme et la surface libre avec précision. Les tests devraient permettre de valider le code pour des cas d'écoulements transitoires sur des plans inclinés et dans des canaux à forte pente.

3- RÉSULTATS ET DISCUSSION

Sensibilité du maillage

La qualité du maillage est évaluée en fonction de la régularité des éléments de volume fini. Celle-ci est utilisée pour minimiser la distorsion des cellules (skewness). Les approches de calcul telles que la méthode VOF entraînent des

incertitudes dues au modèle numérique utilisé. Cette erreur provient de la discrétisation du domaine de calcul en petits éléments de taille finie. Une étude de sensibilité du maillage a donc été effectuée afin de quantifier les incertitudes numériques estimées par le Grid Convergence Index (GCI). Cette méthode est proposée par Roache (Roache, 1994). Les deux maillages sont utilisés indépendamment dans les simulations. La rhéologie est fixée avec les valeurs décrites précédemment. L'objectif est de valider le modèle pour un niveau de maillage acceptable fournissant la plus faible déviation avec les données expérimentales et des incertitudes numériques minimales. La sensibilité au maillage n'a été réalisée que pour les écoulements en plan incliné. A titre d'exemple, la Figure 3 présente les résultats numériques pour les lignes de contact au temps $t = 60$ s pour le Carbopol sur un plan incliné à 12° .

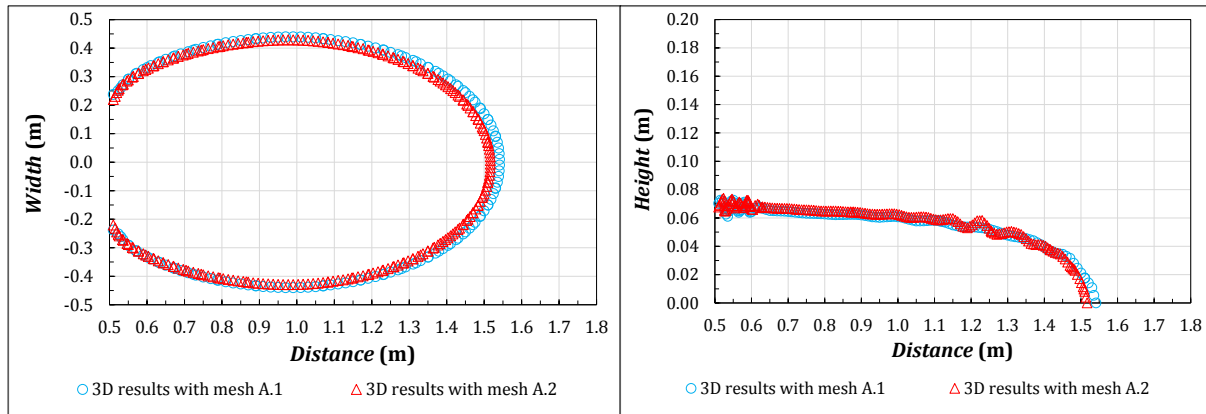


Figure 3 : Sensibilité du maillage : Résultats au temps $t = 60$ s du Carbopol descendant un plan incliné, le front d'étalement (à gauche) et le profil d'écoulement (à droite).

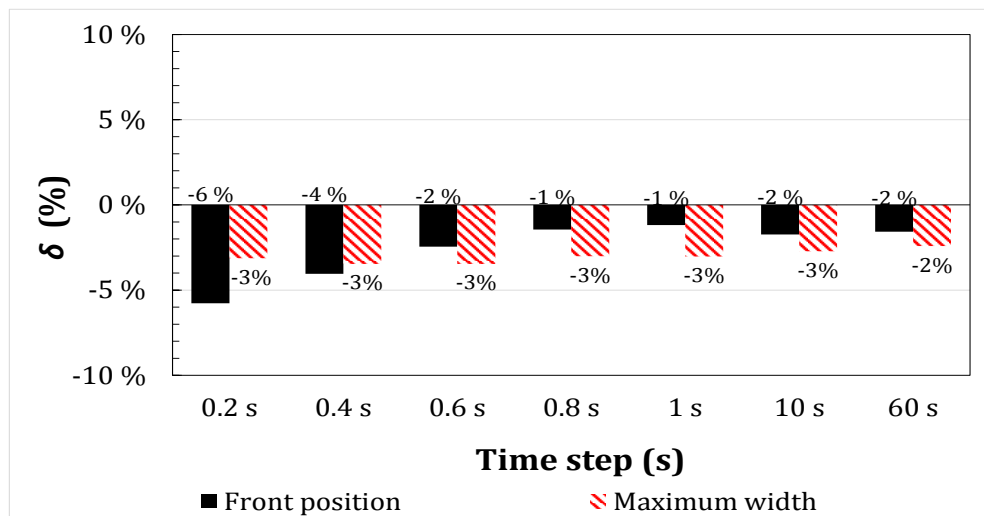


Figure 4 : Sensibilité au maillage : Comparaison de la position du front et de la largeur maximale du Carbopol descendant un plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec la maille A.1 comme référence).

Les profils d'écoulement sont également tracés pour le même temps comme le montre la Figure 3. L'écart relatif entre les mailles a été évalué comme suit :

$$\delta = \frac{(frontposition, maximumwidth, h)_{mesh A.2} - (frontposition, maximumwidth, h)_{mesh A.1}}{(frontposition, maximumwidth, h)_{mesh A.1}} \quad (7)$$

L'origine de l'axe des x pour la position du front a été considérée comme l'arrière du réservoir. Pour la position du front, l'écart relatif varie de -1 % à -6 % (la maille A.1 est considérée comme référence), comme le montre la Figure 4.

De petites déviations sont également observées pour la largeur maximale (différence relative d'environ -2 %). La différence maximale pour la largeur d'étalement est de 1,78 cm. La plus grande différence au niveau de la largeur maximale est enregistrée au temps $t = 10$ s (2,26 cm). Elle correspond à un écart de 2,7 %. Les profils révèlent une faible différence de profondeur d'écoulement d'une maille à l'autre. Cependant, le maillage fin (maille A.2) conduit à des surfaces libres avec des oscillations pour certains pas de temps. Cela peut être observé au temps $t = 1$ s, $t = 10$ s, et $t = 60$ s (Schaer N. , 2018). Des perturbations importantes de la surface libre ont également été remarquées près de la vanne au temps $t = 0,8$ s pour toutes les mailles. Nous avons constaté qu'elles étaient liées aux perturbations de la fraction volumique dans cette zone du domaine de calcul.

Tableau 4 : GCI pour la position du front et la largeur maximale lors de la simulation

Parametred'écoulement	Maillage	Pas de temps						
		0.2 s	0.4 s	0.6 s	0.8 s	1.0 s	10 s	60 s
Position du front	Grossier (A.1)	32 %	22 %	13 %	8 %	6 %	9 %	8 %
	Fin (A.2)	13 %	9 %	6 %	3 %	3 %	4 %	4 %
Largeurmaximale	Grossier (A.1)	17 %	19 %	19 %	16 %	16 %	15 %	13 %
	Fin (A.2)	7 %	8 %	8 %	7 %	7 %	6 %	5 %

Pour compléter l'évaluation du modèle, le GCI est évalué pour quantifier les incertitudes numériques (cfTableau 4). La précision du modèle pour la position du front est de 4 % pour le maillage fin à la fin de la simulation ($t = 60$ s) et de 8 % pour le maillage grossier. Pour la largeur maximale, le maillage fin conduit à une précision de 5 % alors que la grille grossière présente une incertitude de 13 %.

En conclusion de la sensibilité du maillage, les résultats numériques montrent de faibles écarts entre les deux grilles. La maille A.1 (grille grossière) sera utilisée pour le reste de l'étude en ce qui concerne la précision des résultats. La position du front et la largeur maximale sont équitablement représentées par le modèle en régime permanent. Même si la grille fine réduit les incertitudes numériques, elle augmente les temps de calcul. Pour la suite des simulations, la grille grossière est utilisée pour la confrontation des résultats 3D avec les données expérimentales.

Sensibilité des paramètres rhéologiques

Une étude de sensibilité est réalisée pour quantifier les incertitudes numériques dues aux variations de la rhéologie expérimentale. Comme pour l'étude de la sensibilité au maillage, les profils d'écoulement et les lignes d'étalement ont été tracés pour apprécier la position du front et la largeur maximale d'étalement du fluide. La sensibilité des résultats a été évaluée en examinant la variation de la position du front et de la largeur maximale en fonction des déviations par rapport aux données expérimentales. Nous avons constaté que les résultats sont sensibles aux variations rhéologiques car ils diffèrent de ceux obtenus avec les paramètres rhéologiques expérimentaux. L'écart relatif entre les simulations et les données expérimentales a été évalué comme suit :

$$\varepsilon = \frac{3Dresults - experimentalvalue}{experimentalvalue} \quad (8)$$

Pour $t \leq 1$ s et pour toutes les configurations testées, les écarts relatifs des résultats numériques sur les mesures expérimentales sont très élevés d'une moyenne de -28% pour la position du front et de -21% pour la largeur maximale. Cette partie correspond à l'écoulement fortement transitoire du fluide. La partie la plus représentative de l'écoulement est observée à $1 \text{ s} < t \leq 60 \text{ s}$.

Notons tout d'abord que les résultats numériques obtenus avec la variation simultanée des paramètres rhéologiques, sur des valeurs minimales telles que les incertitudes des mesures expérimentales, ne s'écartent que très légèrement de ceux obtenus avec la rhéologie expérimentale. Cependant, une attention particulière est accordée à la variation indépendante des valeurs de τ_c , K et n . Sur la base des résultats obtenus à $1 \text{ s} < t \leq 60 \text{ s}$, où l'écoulement est plus uniforme, la tendance générale des écarts du Tableau 5 montre que le modèle sous-estime la position du front, mais surestime la largeur maximale d'étalement.

Tableau 5 : Écart relatif entre les simulations et les données expérimentales pour la position du front et la largeur maximale

Paramètre d'écoulement	Variation de τ_c , K , et n	Pas de temps					
		0.2 s	0.4 s	0.6 s	1 s	10 s	60 s
Position du front	Test 1: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-28%	-32%	-31%	-26%	-5%	-5%
	Test 2: $\tau_c = 90 \text{ Pa}$, $K = 49,38 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,44$	-29%	-33%	-32%	-28%	-7%	-5%
	Test 3: $\tau_c = 88 \text{ Pa}$, $K = 45,98 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,39$	-28%	-31%	-30%	-23%	-4%	-4%
	Test 4: $\tau_c = 115,7 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-30%	-37%	-39%	-34%	-12%	-14%
	Test 5: $\tau_c = 62,3 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-25%	-23%	-21%	-17%	3%	9%
	Test 6: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 61,98 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-29%	-34%	-35%	-32%	-11%	-8%
	Test 7: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 33,38 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-28%	-30%	-26%	-17%	2%	0%
	Test 8: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,53$	-29%	-32%	-33%	-31%	-18%	-4%
	Test 9: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,29$	-29%	-31%	-29%	-20%	0%	-4%
	Test 10: $\tau_c = 115,7 \text{ Pa}$, $K = 61,98 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,53$	-30%	-38%	-42%	-40%	-18%	-16%
	Test 11: $\tau_c = 62,3 \text{ Pa}$, $K = 33,38 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,29$	-22%	-14%	-6%	5%	21%	18%
Largeur Maximum	Test 1: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-19%	-26%	-29%	-12%	12%	13%
	Test 2: $\tau_c = 90 \text{ Pa}$, $K = 49,38 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,44$	-19%	-27%	-31%	-14%	11%	13%
	Test 3: $\tau_c = 88 \text{ Pa}$, $K = 45,98 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,39$	-19%	-25%	-28%	-9%	12%	12%
	Test 4: $\tau_c = 115,7 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-20%	-33%	-40%	-24%	4%	4%
	Test 5: $\tau_c = 62,3 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-17%	-16%	-17%	-3%	20%	22%
	Test 6: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 61,98 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-19%	-30%	-35%	-20%	9%	12%
	Test 7: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 33,38 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,42$	-19%	-23%	-22%	-2%	13%	12%
	Test 8: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,53$	-19%	-28%	-31%	-17%	13%	16%
	Test 9: $\tau_c = 89 \text{ Pa}$, $K = 47,68 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,29$	-19%	-25%	-28%	-6%	8%	8%
	Test 10: $\tau_c = 115,7 \text{ Pa}$, $K = 61,98 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,53$	-20%	-34%	-42%	-31%	3%	6%
	Test 11: $\tau_c = 62,3 \text{ Pa}$, $K = 33,38 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$, $n=0,29$	-14%	-4%	-1%	13%	16%	16%

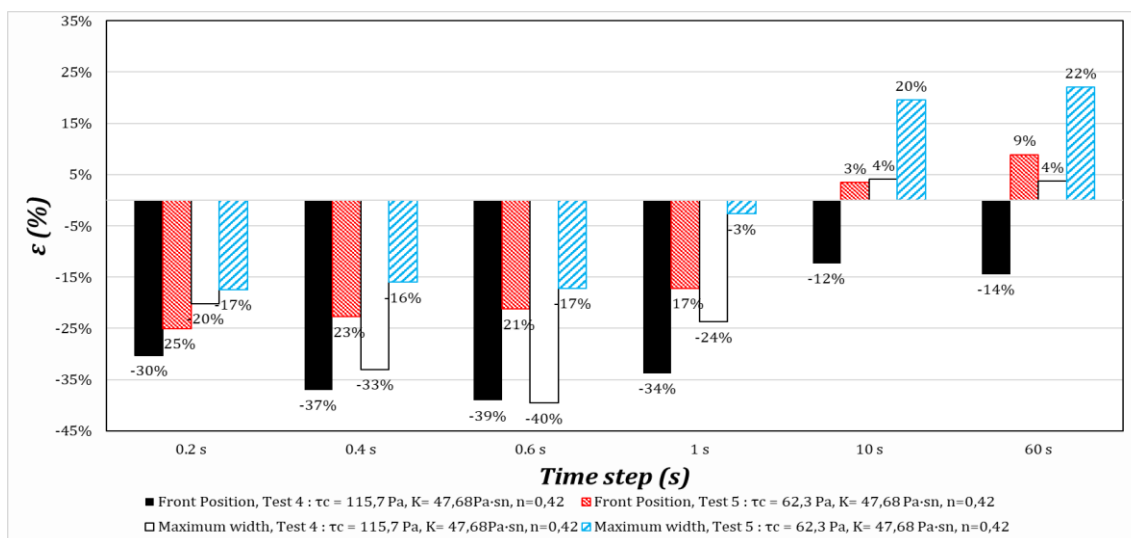


Figure 5 : Sensibilité à la rhéologie : Confrontation avec les résultats expérimentaux, déviations de la position du front et de la largeur maximale pour le Carbopol descendant un plan incliné lorsque τ_c varie (résultats fournis sous forme d'écart relatifs avec les résultats expérimentaux comme référence).

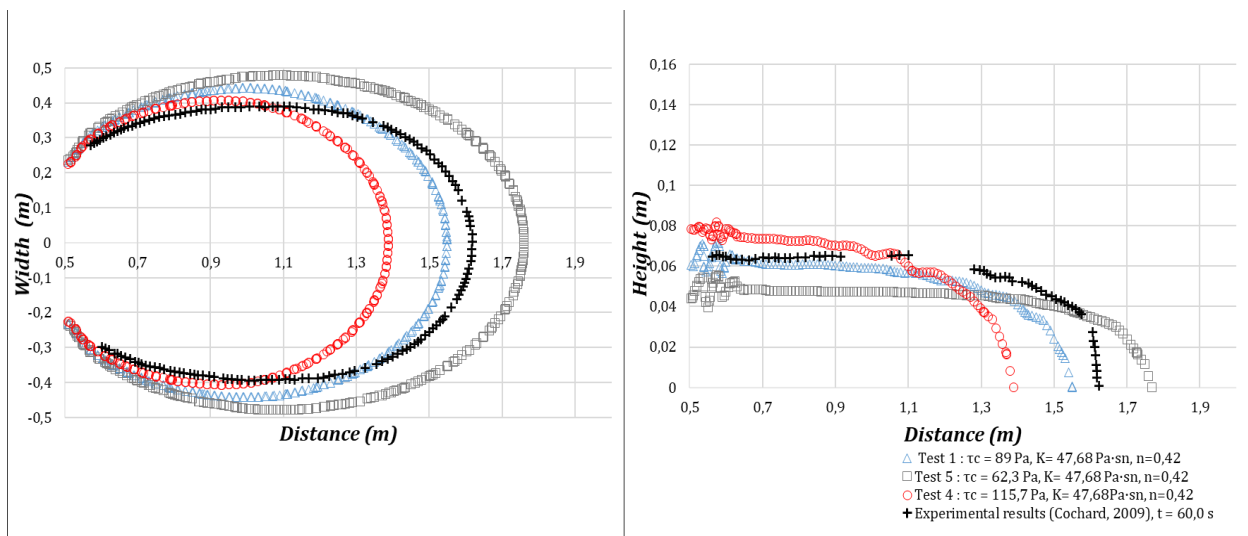


Figure 6 : Sensibilité de la rhéologie : comparaison avec les résultats expérimentaux à $t = 60s$ de la ligne de contact (à gauche) et du profil d'écoulement (à droite) pour le Carbopol descendant un plan incliné en fonction de la variation de τ_c .

Les écarts observés par rapport aux mesures expérimentales montrent que le modèle est plus sensible aux variations de τ_c plutôt qu'à celles de K et n , surtout si l'on se réfère aux résultats en fin de simulation ($t = 60s$).

L'augmentation de τ_c à 30% sous-estime la position du front et augmente donc la profondeur normale par rapport à l'expérimental, la situation est inversée lorsque τ_c est diminué de 30% comme le montrent les Figure 5 et Figure 6.

Pour $t = 60 s$ dans la Figure 6, la déviation des résultats numériques par rapport à l'expérimental est de -14% avec τ_c +30% pour la position du front et n'est que de 4% pour la largeur maximale d'étalement. En revanche, la diminution de τ_c de 30% surestime les valeurs numériques par rapport à l'expérimental jusqu'à 9% pour la position du front, la largeur maximale est également surestimée jusqu'à 22%. En ce qui concerne la variation de la consistance K et de l'indice d'écoulement n , la position du front (à l'arrêt total du fluide) est approximativement égale à l'expérimental lorsque K est diminué de 30%, tandis que l'augmentation ou la diminution de n à 30% de sa valeur sous-estime les valeurs numériques jusqu'à -4% par rapport à l'expérimental. Les résultats numériques surestiment la largeur maximale de l'écoulement par rapport aux valeurs expérimentales, quelle que soit la variation appliquée (τ_c , K ou n).

En conclusion de l'étude de sensibilité rhéologique, les résultats numériques sont très sensibles aux variations de τ_c par rapport aux autres paramètres rhéologiques. Et cette sensibilité est encore plus accentuée lorsque l'indice d'écoulement n et la consistance K sont également modifiés en même temps que τ_c et dans les mêmes directions. Cependant, l'écart par rapport aux données expérimentales peut être considérablement réduit en diminuant K de 30% par rapport aux valeurs rhéologiques expérimentales.

Confrontation avec les résultats expérimentaux

Les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux (Ancey & Cochard, 2009; Cochard, 2007). Les résultats 3D sont obtenus avec le maillage grossier et un nombre de Courant de 0,1. L'écart relatif entre les simulations et les données expérimentales a été évalué par l'équation (8).

Selon la littérature (Ancey & Cochard, 2009; Cochard & Ancey, 2009), l'incertitude sur la position du front peut atteindre 5 mm. Par ailleurs, le système permet de mesurer la hauteur de la surface avec une précision de l'ordre de 1 mm. Les Figure 7 et Figure 8 présentent les lignes de contact, le profil d'écoulement et la position du front à la fin du calcul pour le cas du plan incliné. De plus, la Figure 9 résume l'évolution des écarts entre les résultats numériques et expérimentaux pour différents pas de temps. A la fin du calcul ($t = 60$ s), le modèle conduit à une distance d'étalement plus courte (5 %) et une largeur plus grande (12 %) par rapport aux mesures.

Les écarts les plus importants sont observés entre 0,2 s et 1 s, à l'exception de la largeur maximale à $t = 1$ s (écart de 5 %). Les écarts maximaux atteignent 20 % lors des calculs. A ce stade, nous remarquons que le modèle représente correctement les schémas à long terme de l'écoulement. La précision est meilleure pour la position du front que pour la largeur. Les résultats de la simulation semblent montrer un comportement non isotrope. En effet, notre modèle 3D surestime l'expansion latérale et sous-estime l'expansion longitudinale comme le montre la Figure 7. Comme la contrainte seuil est le principal paramètre rhéologique qui contrôle l'arrêt complet du matériau, les résultats supposent que ses effets sont bien reproduits par le code dans l'axe principal de l'écoulement. Au contraire, le modèle ne reproduit pas les schémas d'écoulement aux premiers pas de temps. Nous supposons que la précision des résultats est influencée par les conditions aux limites telles que la séquence d'ouverture de la vanne. En effet, la vanne joue un rôle prédominant dans la vidange du réservoir car elle permet de libérer progressivement le matériau sur le plan incliné. Une étude spécifique de l'impact de la vanne est présentée pour évaluer son rôle pendant la phase transitoire de l'écoulement. Les résultats pour le cas du canal à forte pente sont présentés sur la Figure 10 pour le dernier pas de temps et sur la Figure 11 pour les écarts avec les résultats expérimentaux.

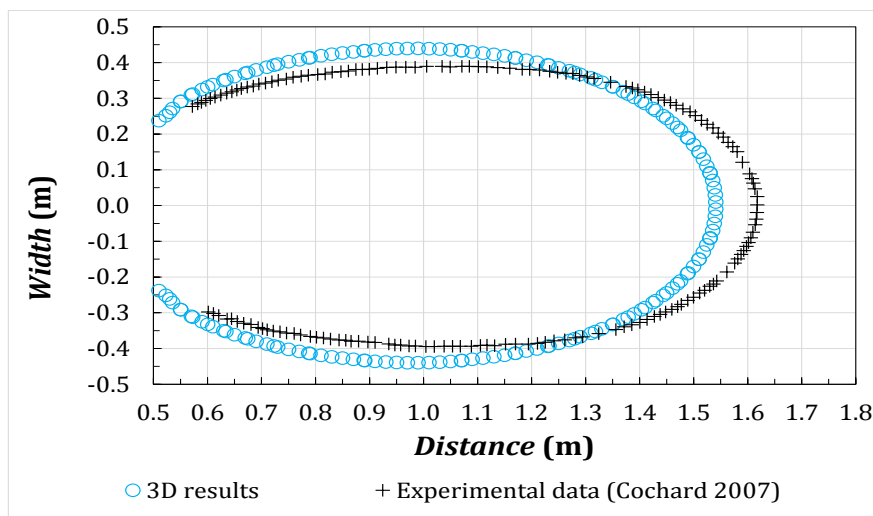


Figure 7 : Confrontation avec les résultats expérimentaux : Ligne de contact au temps $t = 60$ s du Carbopol descendant un plan incliné.

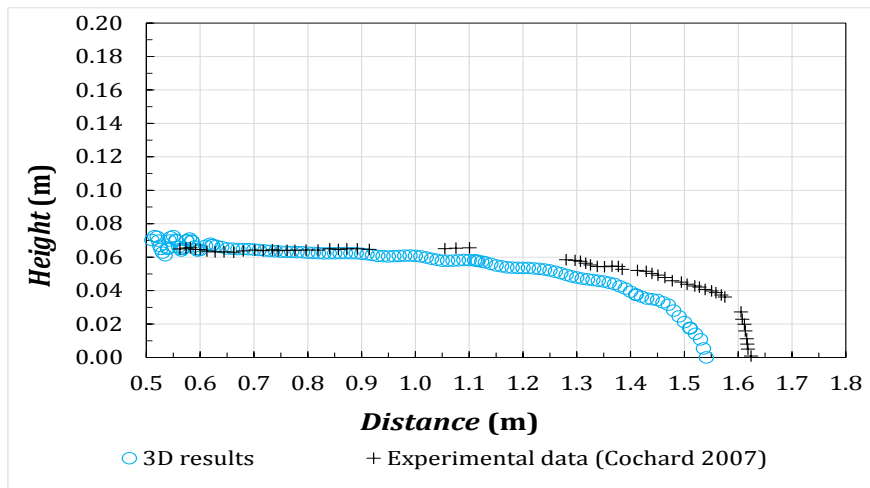


Figure 8 : Confrontation avec les résultats expérimentaux : Profil d'écoulement et position du front au temps $t = 60$ s du Carbopol descendant un plan incliné.

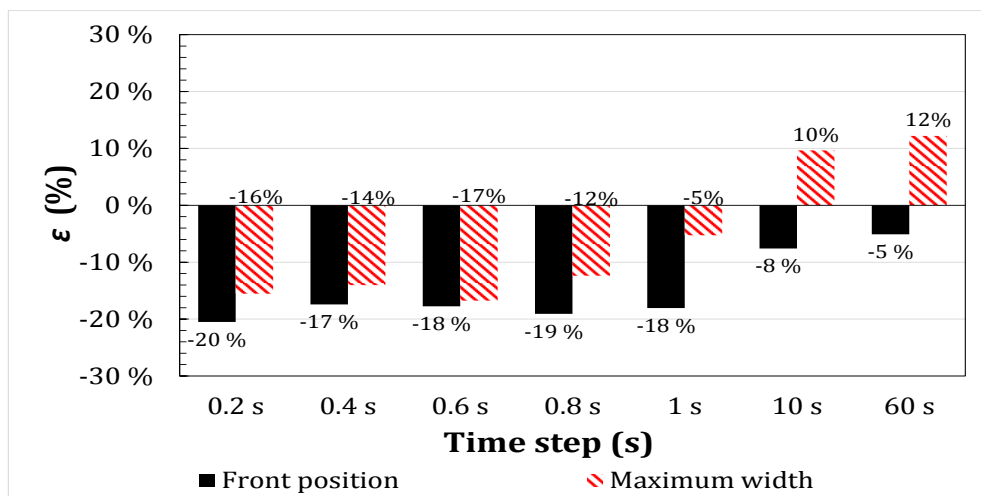


Figure 9 : Confrontation avec les résultats expérimentaux : comparaison de la position de front et de la largeur maximale du Carbopol descendant du plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les résultats expérimentaux comme référence).

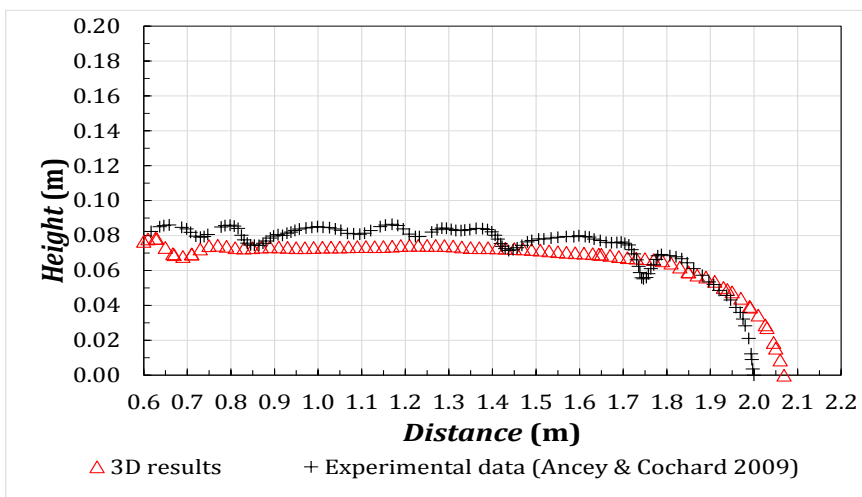


Figure 10 : Confrontation avec les résultats expérimentaux : Profil d'écoulement et position du front au temps $t = 600$ s pour le Carbopol descendant un canal à forte pente.

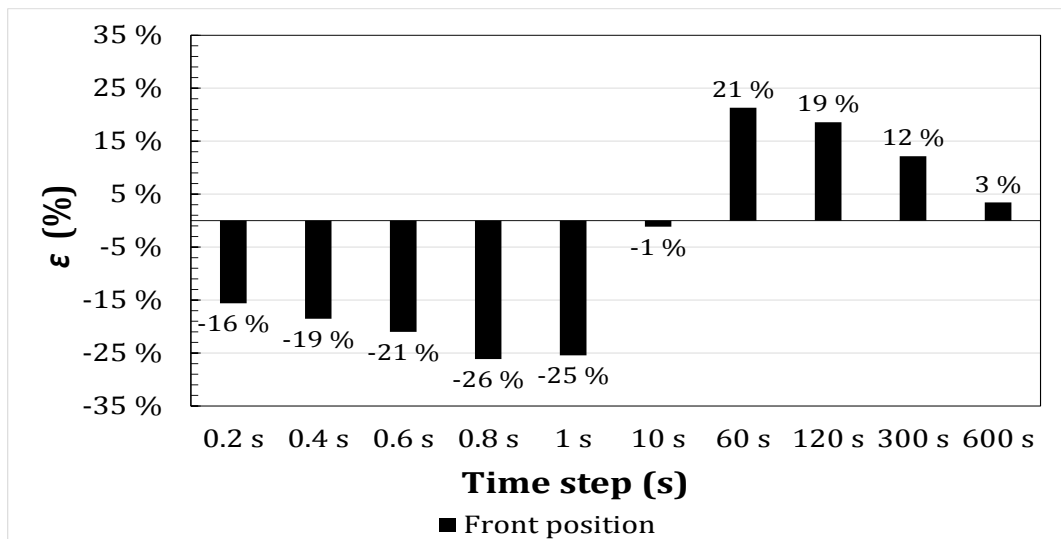


Figure 11 : Confrontation avec les résultats expérimentaux : comparaison de la position du front pour le Carbopol dans un canal à forte pente (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les données expérimentales comme référence).

Les résultats montrent la même tendance que pour le cas du plan incliné. Les plus grandes déviations sont observées pendant la phase transitoire (entre 0.2 s et 1 s). De plus, la position du front est bien représentée dans les derniers pas de temps. Lorsque le matériau est complètement arrêté, l'écart est de 3,4 %. En conclusion de la première comparaison, ces résultats mettent en évidence que le modèle numérique est plus conforme à la physique de l'écoulement à long terme, à proximité de l'arrêt de l'écoulement. Par ailleurs, les phases transitoires rapides sont difficiles à reproduire par le code sans déviations significatives à ce stade.

Étude du paramètre physique : la vanne d'écluse

Les calculs ont été effectués en présence de la vanne et en la supprimant du modèle suivant des simulations indépendantes. La Figure 12 présente les résultats avec et sans la vanne. Nous remarquons que l'état final de l'écoulement est assez similaire en termes de différence avec les données expérimentales. La sensibilité du modèle apparaît aux premiers pas de temps, entre 0,4 s et 1 s. Sans la vanne, le front et la largeur vont plus vite mais le code sous-estime toujours leurs valeurs par rapport aux données expérimentales.

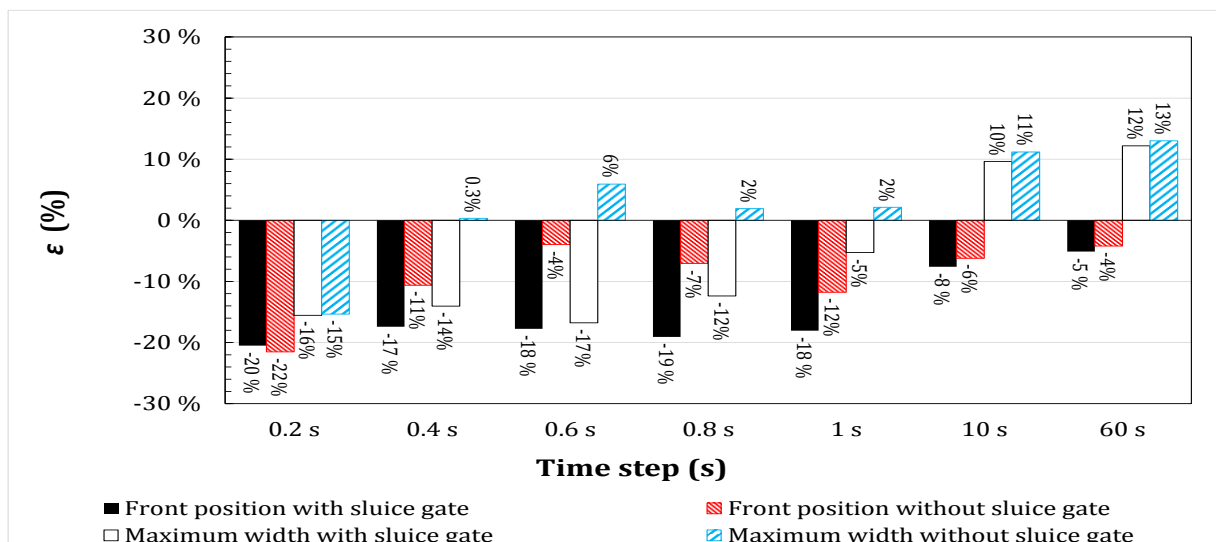


Figure 12 : Sensibilité de la vanne d'écluse : comparaison de la position du front et de la largeur maximale du Carbopol sur le plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les données expérimentales comméréfence).

Ces résultats suivent la même tendance que ceux obtenus par Cochard (Cochard, 2007) en utilisant le code de calcul LHE, qui a également tendance à sous-estimer la largeur en l'absence de la vanne. Ces résultats soulignent l'impact significatif de la vanne et la nécessité de la prendre en compte dans le code. Ne pas inclure la vanne conduit à de meilleurs résultats, mais cette situation n'est pas représentative des conditions expérimentales réelles. L'analyse plus poussée est effectuée en présence de la vanne et est orientée pour la suite sur les paramètres de calcul du modèle. L'objectif est d'estimer quel paramètre du code peut influencer les résultats.

Étude des paramètres de calcul

Le nombre de Courant, le pas de temps initial et l'algorithme de résolution PIMPLE sont étudiés indépendamment comme paramètres de calcul. La configuration du modèle reste constante (rhéologie, inclinaison, présence de la vanne, grille de maillage). Co est modifié à 1 alors qu'une valeur de 0,1 a été utilisée jusqu'à présent. La modification de Co entraîne directement une variation du pas de temps de calcul. Nous avons voulu approfondir les effets de Co notamment au début de la simulation. En effet, à $t = 0$ s, le fluide reste immobile dans le réservoir. Quelques instants plus tard, la vanne commence à s'ouvrir et le fluide se met en mouvement. Cependant, on peut s'interroger sur l'effet du pas de temps initial (Δt_0) sur les premiers instants de l'écoulement indépendamment des faibles vitesses attendues au début du calcul. Ainsi, trois scénarios sont comparés : $Co = 0,1$ et $\Delta t_0 = 1,0 \times 10^{-8}$ s, $Co = 0,1$ et $\Delta t_0 = 1,0 \times 10^{-10}$ s, $Co = 1,0$ et $\Delta t_0 = 1,0 \times 10^{-5}$ s. Notons que l'objectif de la troisième configuration est d'évaluer l'impact d'une modification combinée de Δt_0 et de Co . Ensuite, le dernier test de sensibilité concerne l'algorithme PIMPLE dans OpenFOAM (Schaer N., 2018). Les calculs sont effectués avec le solveur interFoam en utilisant l'algorithme PIMPLE. Dans la séquence de l'algorithme, l'utilisateur peut décider d'utiliser ou non la fonction *momentumPredictor*. Celle-ci intervient au début 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 pour résoudre l'équation semi-discrétisée du *momentum*. En sortie, on obtient une nouvelle approximation du champ de vitesse. Ainsi, un test a été effectué en utilisant ou non la fonction *momentumPredictor* dans le code ($Co = 1$ et $\Delta t_0 = 1.0 \times 10^{-5}$ s). La Figure 13 présente les résultats pour l'analyse Co , la Figure 14 et la Figure 15 pour le test Δt_0 , la Figure 16 pour l'algorithme PIMPLE.

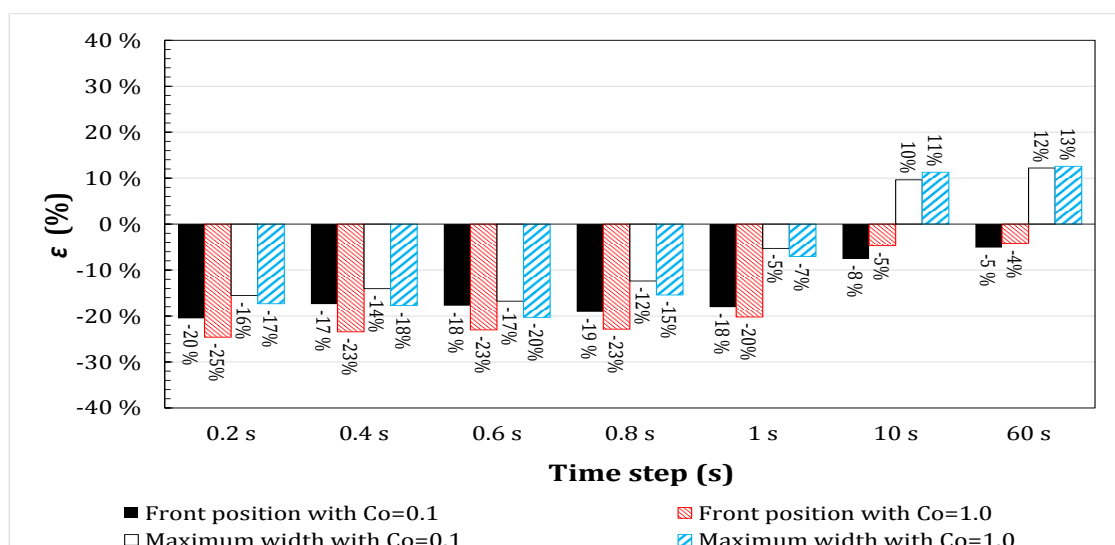


Figure 13 : Sensibilité au nombre de Courant : comparaison de la position du front et de la largeur maximale pour le Carbopol descendant un plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les données expérimentales comme référence).

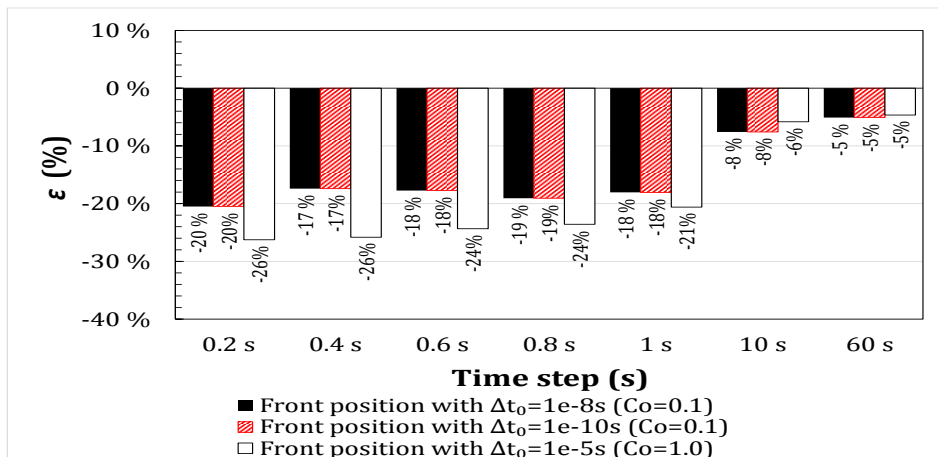


Figure 14 : Sensibilité du pas de temps initial : comparaison de la position du front pour le Carbopol descendant un plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les données expérimentales comme référence).

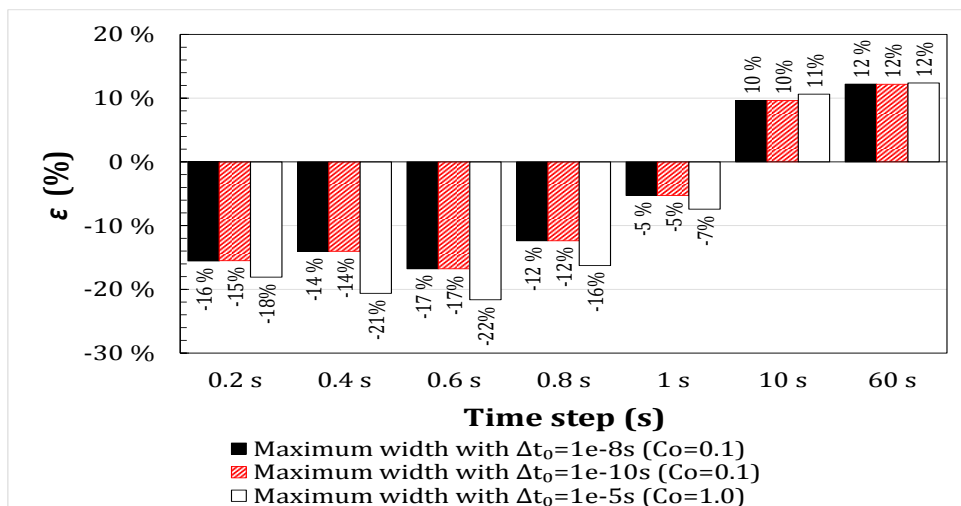


Figure 15 : Sensibilité du pas de temps initial : comparaison de la largeur maximale du Carbopol descendant un plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les données expérimentales comme référence).

Co influence les résultats 3D. Quand Co augmente, les déviations par rapport aux données expérimentales sont plus grandes, surtout pendant la phase transitoire de l'écoulement (premiers moments de la simulation). Cependant, aux temps longs, les résultats sont peu sensibles aux variations de Co . Lorsque Co est limité à 1, le pas de temps peut prendre des valeurs plus importantes même au début du calcul. Si le pas de temps est trop grand, des erreurs numériques introduites se propagent et compliquent la convergence à chaque itération. En réduisant le pas de temps (Co limité à 0,1), le calcul est plus long et consommateur de ressources. De plus, c'est un bon compromis car la particule de fluide traverse moins d'une cellule de grille entre chaque pas de calcul. Elle assure la stabilité et réduit les erreurs numériques induites par la résolution des schémas explicites et qui influencent la solution physique. Le pas de temps est alors petit par rapport au pas d'espace (taille de la cellule).

D'après la Figure 16, la fonction de *momentumPredictor* de l'algorithme PIMPLE est également un paramètre de calcul qui modifie significativement les résultats numériques. Les écarts avec l'expérimental diminuent lorsque la fonction est activée. Cependant, à la fin de la simulation ($t = 10$ s), le modèle continue à surestimer la largeur maximale, indépendamment de l'activation de la fonction *momentumPredictor*. En effectuant une phase supplémentaire au début

de la séquence de code pour la résolution de l'équation de la quantité de mouvement, les résultats numériques sont plus proches des mesures expérimentales. L'utilisation de la fonction *momentumPredictor* génère plus de boucles de calcul à chaque pas de temps mais améliore la qualité des résultats numériques, en particulier pendant la phase transitoire rapide lorsque le fluide s'échappe du réservoir. L'activation de la fonction aide à stabiliser la solution car cela permet d'obtenir de meilleures approximations pour le champ de vitesse. Elle ajoute un coût de calcul supplémentaire.

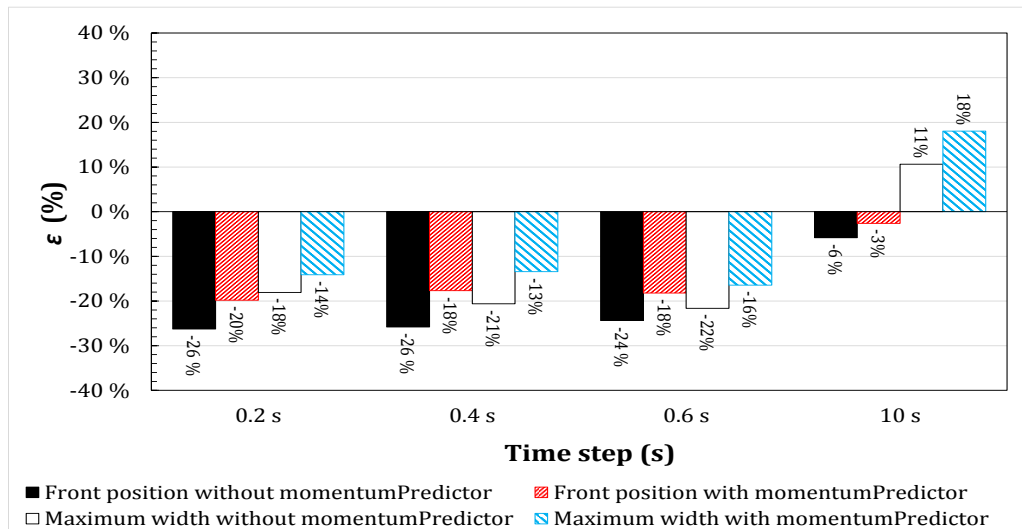


Figure 16 : Sensibilité de l'algorithme de résolution PIMPLE : comparaison de la position du front et de la largeur maximale du Carbopol sur un plan incliné (résultats fournis sous forme d'écart relatif avec les données expérimentales comme référence).

Tant pour la position du front que pour la largeur maximale, le troisième test montre que les résultats ne sont pas sensibles aux variations du pas de temps initial Δt_0 lorsque Co reste constant. Sur l'ensemble de la simulation, les écarts sont similaires quel que soit le montage choisi. Mais les résultats sont sensibles à la modification simultanée de Δt_0 et de Co pendant la phase de transition (entre 0,2 s et 1 s). Ceci indique que la stabilité et la précision du calcul sont davantage contrôlées par Co . Cependant, il faut noter ici que malgré le fait que les résultats numériques restent inchangés quelle que soit la valeur de Δt_0 , celle-ci a un impact sur le temps de calcul au début de la simulation. En effet, plus Δt_0 est petit, plus le temps de calcul au début de la simulation est long. Ainsi, il sera recommandé aux utilisateurs que Δt_0 puisse être fixé avec une valeur proche de $1,0 \times 10^{-8}$ s, voire inférieure, sans que cela n'affecte le démarrage des calculs. Cette valeur de Δt_0 est choisie pour éviter les problèmes de divergences dans le calcul. En effet, au départ, le fluide est à l'arrêt complet et commencera son mouvement d'étalement dès l'ouverture de la vanne. Les premiers instants de la simulation représentent de très faibles variations des volumes de matériaux causées par des taux de déformation élevés. Pour dépasser la contrainte seuil de l'écoulement, le fluide doit être fortement sollicité mécaniquement. Ces très petites variations de volume nécessitent un très petit pas de temps de calcul au début de la simulation. La stabilité des calculs doit également être assurée en limitant significativement Co .

En conclusion, l'analyse met en avant l'importance de fixer une faible valeur de Co dans le modèle numérique afin, d'une part, de limiter la propagation des erreurs numériques lors des calculs et, d'autre part, de représenter fidèlement la nature transitoire de l'écoulement. Au passage, l'utilisation de la fonction *Momentum Predictor* dans l'algorithme PIMPLE est également recommandée. Enfin, il est remarqué que Δt_0 n'est pas un paramètre de calcul qui influence les résultats. Cependant, on constate une diminution de la vitesse à laquelle les équations sont résolues par le code lorsque Δt_0 est choisi trop petit (proche de $1,0 \times 10^{-10}$ s par exemple). Ce problème peut être corrigé en augmentant les

ressources de calcul (nombre de processeurs) lors de la parallélisation des calculs. Au regard des tests réalisés, le choix d'un pas de temps initial de $1,0 \times 10^{-8}$ s semble convenir pour gérer correctement le démarrage des écoulements transitoires non-newtoniens.

4- CONCLUSION

L'écoulement à surface libre d'un matériau de Herschel-Bulkley sur un plan incliné et dans un canal rectangulaire a été étudié numériquement avec une approche 3D. L'objectif de ce travail était d'évaluer la capacité à reproduire l'écoulement avec une approche VOF, une grille de calcul fixe, un modèle bi-visqueux régularisé pour la rhéologie, pour les états transitoires et stationnaires. Dans le calcul, les caractéristiques de l'écoulement ont été visualisées en suivant la largeur et la longueur de l'étalement. Nous constatons que les caractéristiques de l'écoulement sont sensibles à la configuration numérique. De plus, la position du front et la largeur maximale dépendent de la qualité du maillage employé. Nous concluons que les caractéristiques de l'écoulement sont très sensibles à la configuration du code. Les modèles des flux d'étalement peuvent être évalués en considérant la vanne d'écluse, en fixant le nombre de Courant à 0,1 et en activant la fonction *momentumPredictor*. De ce travail, on peut conclure que le pas de temps initial n'est pas un paramètre qui influence la qualité des résultats.

Le développement futur du code devrait se concentrer sur le test d'autres modèles régularisés tels que l'approche Level-set ou les maillages dynamiques dans des conditions limites spécifiques (Nikitin, Olshanskii, Terekhov, & Vassilevski, 2011; Bernabeu, Saramito, & Smutek, 2012). Il serait également intéressant d'étudier l'effet distinct du nombre de Bingham ou du nombre de Reynolds. Enfin, la méthode que nous avons évaluée serait étendue à des comparaisons avec des données expérimentales fournissant des écoulements d'étalement dans d'autres configurations (Yang, Lin, Jiang, & Liu, 2010; Iverson, Logan, Lahusen, & Berti, 2010) en fonction des investigations sur les laves torrentielles. Les recherches actuelles se concentrent sur ce dernier point et sur l'application du code pour la simulation des laves torrentielles.

NOTATION

Co	=	nombre de Courant
\mathbf{D}	=	tenseur de la vitesse de déformation
g	=	accélération de la gravité (m/s^2)
II_D	=	deuxième invariant du tenseur de la vitesse de déformation
K	=	consistance du fluide ($Pa \cdot s^n$)
m_0	=	quantité initiale de fluide (kg)
n	=	indice de débit
p	=	pression (Pa)
\mathbf{T}	=	tenseur de déviation des contraintes
t	=	temps (s)
U	=	vitesse (m/s)
u_r	=	vitesse perpendiculaire à l'interface entre les deux phases (m/s)
α	=	fraction volumique
$\dot{\gamma}$	=	taux de déformation (s^{-1})
δ	=	écart relatif entre les mailles (%)

Δt_0	=	pas de temps initial (s)
ε	=	écart relatif entre les simulations et les expériences (%)
η	=	viscosité dynamique (Pa·s)
η_0	=	viscosité dynamique de régularisation (Pa·s)
ν	=	viscosité cinématique (m ² /s)
ρ	=	densité du fluide (kg/m ³)
τ	=	contrainte de cisaillement (Pa)
τ_c	=	contrainte de cisaillement seuil (Pa)

REFERENCES

- 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).
- Albaba, A., Lambert, S., Nicot, F., & Chareyre, B. (2015). Relation between microstructure and loading applied by a granular flow to a rigid wall using DEM modeling. *Granular Matter*, 17(5), 603-616.
- Amini, A., Eghtesad, A. S., & Sadeghy, K. (2016). Creeping flow of Herschel-Bulkley fluids in collapsible channels: A numerical study. *Korea-Australia Rheology Journal*, 28, 255–265.
- 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.
- Balmforth, N. J., Frigaard, I. A., & Ovarlez, G. (2014). Yielding to stress: developments in viscoplastic fluid mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 46, 121-146.
- Berberović, E., van Hinsberg, N., Jakirlić, S., Roisman, I., & Tropea, C. (2009). Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution. *Physical Review E*, 79(3), 036306.
- 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.
- 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.
- Brezzi, L. (2016). *Calibration Strategies of a Depth-Integrated Numerical Model for the Propagation of Flow-Like Landslides*. Thèse de doctorat, Università degli Studi di Padova, Padoue.
- 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.
- 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.
- Canelas, R., Crespo, A., Domínguez, J. M., Gómez-Gesteira, M., & Ferreira, R. (2017). Resolved simulation of a granular-fluid flow with a coupled SPH-DCDEM model. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143(9).
- Chambon, G., Bouvarel, R., Laigle, D., & Naaïm, M. (2011). Numerical simulations of granular free-surface flows using smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166(12-13), 698-712.
- Cochard, S. (2007). *Measurements of Time-Dependent Free-Surface Viscoplastic Flows Down Steep Slopes*. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Laboratoire d'Hydraulique Environnementale. Lausanne: EPFL.
- Cochard, S., & Ancey, C. (2006). Accurate measurements of free-surface in the dam-break problem. Dans Ferreira, R.M.L., Alves, E.C.T.L., Leal, J.G.A.B., . . . A.H. (Éd.), *River Flow.2006*, pp. 1863-1872. Lisbonne: 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.
- 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.
- Fornes, P., Bihs, H., Thakur, V., & Nordal, S. (2017). Implementation of non-Newtonian rheology for Debris Flow simulation with REEF3D. *37th IAHR World Congress*. Kuala-Lumpur.

- 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.
- 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.
- Glowinski, R., & Wachs, A. (2011). On the numerical simulation of viscoplastic fluid flow. *Handbook of numerical analysis*, 16(1), 483-718.
- Greenshields, C. J. (2017). *The Open Source CFD Toolbook - User Guide - Version 5.0*. OpenFOAM Foundation Ltd.
- Griebel, M., Dornseifer, T., & Neunhoffer, T. (1997). *Numerical simulation in fluid dynamics: a practical introduction*. SIAM.
- He, Z., Wu, T., Weng, H., Hu, P., & Wu, G. (2017). Numerical simulation of dam-break flow and bed change considering the vegetation effects. *International Journal of Sediment Research*, 32(1), 105-120.
- Herschel, W. H., & Bulkley, R. (1926). Konsistenzmessungen von Gummi-Benzollösungen. *Kolloid-Zeitschrift*, 39(4), 291-300.
- 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.
- Issakhov, A., & Zhandalet, Y. (2020). Numerical Study of Dam Break Waves on Movable Beds for Complex Terrain by Volume of Fluid Method. *Water Resources Management*, 34, 463-480.
- 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.
- Jeong, S. W. (2013). Determining the viscosity and yield surface of marine sediments using modified Bingham models. *Geosciences Journal*, 17(3), 241-247.
- Kissling, K., Springer, J., Jasak, H., Schütz, S., Urban, K., & Piesche, M. (2010). Coupled pressure based solution algorithm based on the volume-of-fluid approach for two or more immiscible fluids. *ECCOMAS CFD : 5th European Conference on Computational Fluid Dynamics* (p. 16). Lisbon: J. C. F. Pereira and A. Sequeira.
- 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, Université de Grenoble, Grenoble.
- Liu, Y., Balmforth, N. J., Hormozi, S., & Hewitt, D. R. (2016). Two-dimensional viscoplastic dambreaks. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 238, 65-79.
- López-Carranza, S. N., Jenny, M., & Nouar, C. (2012). Pipe flow of shear-thinning fluids. *Comptes Rendus Mécanique*, 340(8), 602-618.
- Luu, L.-H., Philippe, P., & Chambon, G. (2015, January 30). Experimental study of the solid-liquid interface in a yield-stress fluid flow upstream of a step. *Phys. Rev. E*, 91(01), 013013.
- 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-dimensional free surface flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 42(7), 697-716.
- Maßmeyer, A., Di Giuseppe, E., Davaille, A., Rolf, T., & Tackley, P. J. (2013). Numerical simulation of thermal plumes in a Herschel-Bulkley fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 195, 32-45.
- 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.
- Minussi, R. B., & Maciel, G. (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., & Tsamopoulos, J. (2017). Numerical simulations of complex yield-stress fluid flows. *Rheol. Acta*, 56, 231-258.
- 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.
- 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.

- 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.
- 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.
- O'Donovan, E., & Tanner, R. (1984). Numerical Study of the Bingham Squeeze Film Problem. (Elsevier, Ed.) *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, *15*, 75-83.
- Piau, J. (2007). Carbopol gels: Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges: Meso and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, *144*(1), 1-29.
- Rentschler, M. (2010). *Simulating Viscoplastic Avalanches*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Laboratoire d'Hydraulique Environnementale, Lausanne.
- Roache, P. (1994). Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. (ASME, Ed.) *Journal of Fluids Engineering*, *116*, 405-413.
- 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.
- 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, Imperial College of Science, Technology & Medicine, Department of Mechanical Engineering, London.
- Saramito, P., & Wachs, A. (2017). Progress in numerical simulation of yield stress fluid flows. *Rheologica Acta*, *56*(3), 211-230.
- Schaer, N. (2018). *Modélisation des écoulements à surface libre de fluides non-newtoniens*. Thèse de doctorat, Strasbourg.
- Schaer, N., Vazquez, J., Dufresne, M., Isenmann, G., & Wertel, J. (2018). On the Determination of the Yield Surface Within the Flow of Yield Stress Fluids Using Computational Fluid Dynamics. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, *11*(4), 971-982.
- Shrestha, B. B., Nakagawa, H., Kawaike, K., Baba, Y., & Zhang, H. (2012). Driftwood deposition from debris flows at slit-check dams and fans. *Natural Hazards*, *61*, 577-602.
- Tanner, R. I., & Milthorpe, J. F. (1983). Numerical simulation of the flow of fluids with yield stress. *Third International Conference*. Seattle.
- 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.
- 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.
- Versteeg, H., & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : The Finite Volume Method*. (P. Hall, Ed.)
- Vola, D., Babik, F., & Latché, J. (2004). On a numerical strategy to compute gravity currents of non-Newtonian fluids. *Journal of Computational Physics*, *201*, 397-420.
- von Boetticher, A., Turowski, J. M., McArdell, B. W., Rickenmann, D., Hürlimann, M., Scheidl, C., & Kirchner, J. W. (2017). DebrisInterMixing-2.3: a finite volume solver for three-dimensional debris-flow simulations with two calibration parameters – Part 2: Model validation with experiments. *Geosci. Model Dev.*, *10*, 3963-3978.
- 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).
- 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.