

**École polytechnique de Louvain**

# **Modélisation numérique de l'érosion progressive d'une digue par submersion**

Auteur: **Miguel MENDES BARBOSA**

Promoteur: **Sandra SOARES FRAZÃO**

Lecteurs: **João ALMEIDA, Masoumeh EBRAHIMI, Pierre-Yves GOU-  
SENBOURGER**

Année académique 2023–2024

Master [120] : ingénieur civil des constructions

# Remerciements

Le travail de fin d'études est une aventure parsemée de défis et de découvertes, une quête dans laquelle chaque personne rencontrée joue un rôle crucial. C'est pourquoi je souhaiterais remercier toutes les personnes qui ont pu, grâce à leurs contributions, petites ou grandes, aider à la réalisation de ce travail de fin d'études.

Tout d'abord, je souhaiterais remercier la professeure *Sandra Soares Frazão* qui a toujours eu la patience de continuer l'aventure malgré le temps et les difficultés rencontrés en chemin. Ses conseils m'ont permis à de nombreuses reprises d'orienter mes recherches et de trouver des solutions aux problèmes qui se présentaient.

Ensuite, je tiens à remercier *Masoumeh Ebrahimi* et *Robin Meurice* qui ont accompagné ce travail de fin d'études depuis ses débuts. Leur connaissance et expériences quant à la physique et la simulation numérique en hydraulique ont été un atout.

Merci à *Nathan Delpierre* et *Pierre-Yves Gousenbourger* pour leur aide quant au codage et au multiple débogage des erreurs de code qui sont apparus. *Pierre-Yves Gousenbourger* a également beaucoup contribué à la structure de ce travail de fin d'études et m'a également aidé lors des différentes présentations intermédiaires pour lesquelles je souhaiterais le remercier.

Merci à ma famille qui m'a toujours soutenu tout le long de mes longues années d'études et ont subvenu à mes besoins malgré les situations très difficiles.

Merci également à *Remi Mores*, mon employeur, et l'ensemble de l'équipe *Plan B* pour m'avoir soutenu et motivé tout le long de l'année passé au près d'eux. Un merci particulier à ma collègue *Mayli Mores* pour ses nombreuses relectures de ce travail de fin d'études.

Merci également à mes amis pour leurs conseils et soutient tout au long de la réalisation de ce travail de fin d'études. Tout particulièrement à *André Pirovano* et *Colin Puylaert* pour leurs nombreuses relectures.

Merci à ma famille qui m'a toujours soutenu tout le long de mes longues années d'études et ont subvenu à mes besoins malgré les situations parfois très difficiles.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Modélisation mathématique d'un écoulement en rivière</b>	<b>10</b>
1.1	Écoulement d'eau à surface libre . . . . .	10
1.1.1	Hypothèses & grandeurs constitutives . . . . .	11
1.1.2	Équation de conservation de la masse d'eau (continuité) . . . . .	11
1.1.3	Équation de la conservation de la quantité de mouvement . . . . .	12
1.2	Transport solide . . . . .	14
1.2.1	Modes de transport des sédiments . . . . .	15
1.2.2	Équation de conservation de la masse de sédiment (continuité)	16
1.2.3	Équations de fermeture . . . . .	18
1.3	Rupture de berges et de digues . . . . .	21
1.3.1	État de l'art sur la rupture des digues . . . . .	21
1.3.2	Modèle de Visser (1998) . . . . .	22
1.3.3	Modèle de Coleman (2002) . . . . .	22
1.3.4	Observations de Hahn (2000) . . . . .	23
1.3.5	Observations de Chinnarasri (2003) . . . . .	24
1.4	Limites du modèle <i>Clear-water layer</i> . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Modèles numériques d'écoulement</b>	<b>26</b>
2.1	Méthode des volumes finis . . . . .	26
2.2	Solveur pour la résolution numérique . . . . .	29
2.3	Conditions frontières . . . . .	31
2.3.1	Condition de mur . . . . .	31
2.3.2	Condition transmissive . . . . .	31
2.3.3	Débit imposé à l'amont . . . . .	32
2.3.4	Opérateur rupture de berges . . . . .	32
2.4	Limites des modèles actuels . . . . .	33
2.5	Hydroflow . . . . .	34
2.6	Contributions . . . . .	37

<b>3</b>	<b>Comparaison des modèles de transport solide</b>	<b>40</b>
3.1	Motivation des expériences . . . . .	40
3.2	Rupture de digue par submersion en laboratoire . . . . .	41
3.2.1	Dispositif pour la digue à sable grossier . . . . .	42
3.2.2	Mécanisme de rupture de la digue à sable grossier . . . . .	44
3.2.3	Évolution de la largeur de la brèche pour la digue à sable grossier . . . . .	46
3.2.4	Évolution de la rupture de digue à sable grossier le long de l'axe central . . . . .	48
3.2.5	Dispositif pour la digue à sable fin . . . . .	49
3.2.6	Conditions initiales et maillage pour la simulation numérique	50
3.2.7	Mécanisme de rupture de la digue à sable fin . . . . .	51
3.2.8	Comparaison des équations de fermetures pour l'évolution de la largeur de la brèche (digue à sable fin) . . . . .	53
3.2.9	Évolution de la rupture de digue à sable fin le long de l'axe central . . . . .	54
3.2.10	Discussion . . . . .	56
3.3	Expérience LNEC . . . . .	57
3.3.1	Dispositif de l'expérience . . . . .	58
3.3.2	Conditions initiales et maillages pour la simulation numérique	60
3.3.3	Résultats de la simulation suivant l'énoncé donné par <i>LNEC</i>	62
3.3.4	Influence du maillage . . . . .	65
3.3.5	Comparaisons des équations de fermetures pour l'évolution de la rupture de digue selon l'axe central . . . . .	66
3.3.6	Évolution de la largeur de la brèche suivant les différentes équations de fermetures . . . . .	70
3.3.7	Discussion des résultats . . . . .	72
3.4	Conclusion . . . . .	72

# Introduction

L'eau, en tant que ressource vitale pour la vie sur Terre, joue un rôle crucial dans la société humaine. Elle est utilisée pour une multitude de fins, allant de la production alimentaire à l'irrigation, en passant par la navigation et la production d'énergie. Depuis des millénaires, l'humanité a cherché à exploiter les ressources en eau pour satisfaire ses divers besoins, souvent sans connaître les conséquences de ses actions. La création de canaux pour transporter l'eau des rivières vers les champs, par exemple, peut entraîner des inondations en cas de fortes pluies. Il est important de mieux comprendre les phénomènes liés à l'eau compte tenu des dégâts tant matériels qu'humains qu'elle peut causer.

Depuis le siècle dernier, nous avons pu constater que le nombre de catastrophes naturelles a fortement augmenté (figure 1). La communauté scientifique s'accorde à dire qu'une des raisons principales de l'augmentation de ces phénomènes climatiques et météorologiques serait le réchauffement climatique. Celui-ci a, entre autres, pour conséquence indirecte la montée des eaux [1].

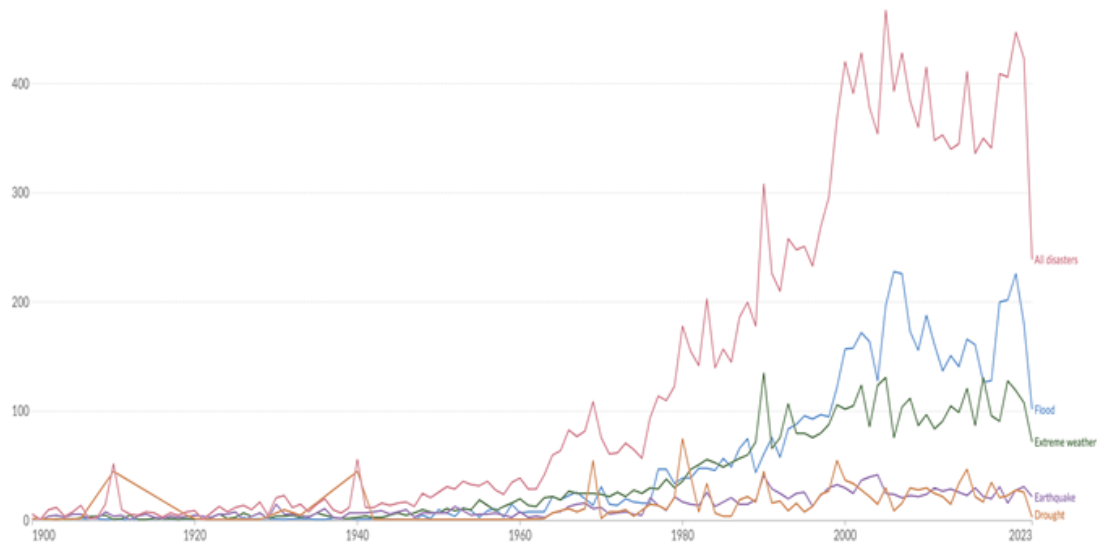


FIGURE 1: Évolution du nombre de catastrophes naturelles depuis 1900 dans le monde.[35]

Comme on peut le voir sur le graphique ci-dessus (figure 1), les inondations composent une part importante des catastrophes naturelles. Le rapport du *CREED* (*Centre for Research on the Epidemiology of Disasters*) paru fin 2023, recense les catastrophes observées en 2022 et les compare avec la moyenne des 20 dernières années [3].

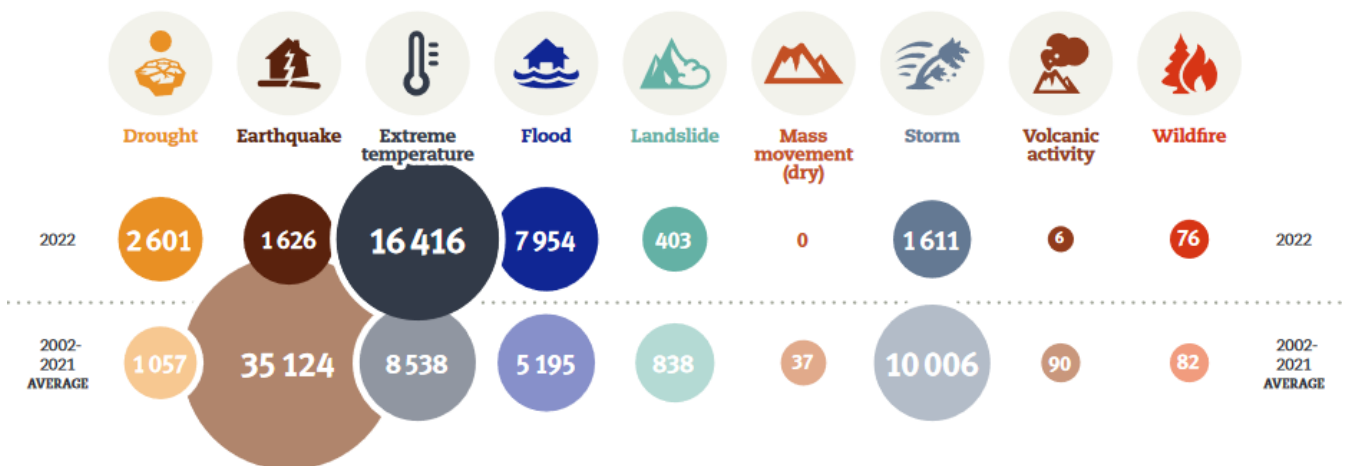


FIGURE 2: Nombre de fatalités sur l'année 2022 comparé aux 20 dernières années.

On peut voir sur la figure (2) que, bien que les inondations soient les catastrophes

les plus courantes, ce ne sont pas celles qui causent le plus de morts (environ 8.5% du total de morts dues aux catastrophes naturelles sur la période 2002-2021). Néanmoins, le nombre de personnes impactées par les inondations entre 2002 et 2021 dépassent les 40% des personnes affectées par les catastrophes naturelles comme illustré sur la figure (3).

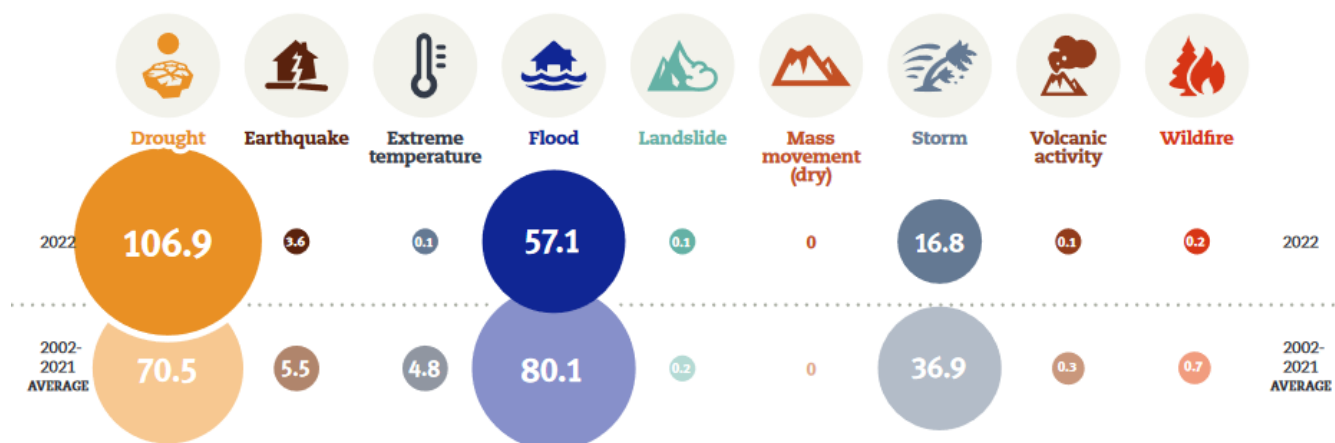


FIGURE 3: Nombre de personnes affectées [en millions] sur l'année 2022 comparé aux 20 dernières années.

On peut voir sur la figure (3) qu'en moyenne sur la période 2002-2021, les inondations affectent le plus de personnes. Ces inondations sont souvent causées par la rupture de barrages, berges ou encore des digues en terre. On peut notamment citer la rupture de Teton [53] en 1976 ayant provoqué la mort de 14 personnes ou encore plus récemment l'inondation causée par la rupture consécutive des deux barrages à Derna en Libye en juillet 2023 suite au passage de la tempête *Daniel* causant l'inondation de plus de 25% de la ville de Derna, ayant causé plus de 5000 morts et plusieurs milliers de disparus [5].



FIGURE 4: Avant/Après l'inondation suite aux ruptures de barrages à Derna (Libye, juillet 2023).[50]

On peut voir l'état des deux barrages à l'origine de l'inondation avant et après leur rupture aux figures (5) et (6) pour le barrage de Mansour (hauteur 75 m) ainsi que (7) et (8) pour le barrage de Derna (hauteur 45 m).



FIGURE 5: Barrage *Mansour* (75m) avant la rupture.[32]



FIGURE 6: Barrage *Mansour* (75m) après la rupture.[4]

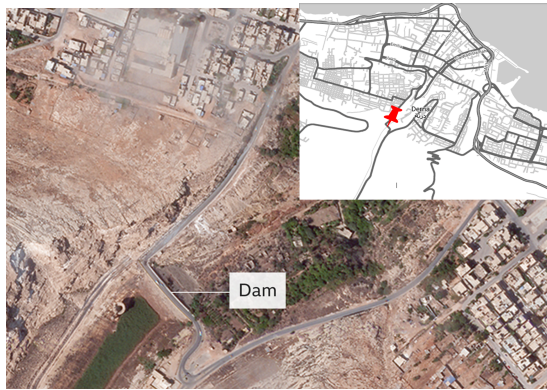


FIGURE 7: Barrage de Derna (45m) avant la rupture.[48]



FIGURE 8: Barrage de Derna (45m) après la rupture.[16]

Ces ruptures ne sont pas uniquement dues à des phénomènes naturels, elles peuvent également être causées par un défaut de construction ou un manque d'entretien du barrage.

Au fil du temps, on a pu observer bon nombre de ruptures de barrage et on a pu établir différents mécanismes de rupture tels qu'illustrés sur la figure (9) :

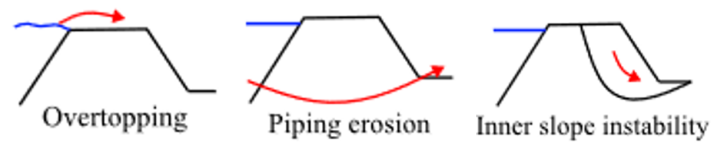


FIGURE 9: Mécanismes de rupture de digue [27].

- *Rupture par submersion "Overtopping"* : La rupture par submersion se produit lorsque l'eau dépasse la hauteur de la digue. C'est le mécanisme de rupture le plus fréquent [17], puisqu'il représente 48% des ruptures observées (voir figure 10).
- *Rupture par effet renard "Piping"* : La rupture par effet renard peut se produire lorsque le gradient hydraulique critique est atteint et se traduit alors par une érosion au sein même de la digue ou de sa fondation, créant ainsi un conduit. Après un certain temps, la rupture de la digue peut se produire lorsque l'érosion interne est trop importante. Ce mécanisme de rupture est le 2<sup>ème</sup> plus fréquemment observé et représente 46%.
- *Rupture par glissement "Inner slope instability" ou "sliding"* : Ce mode de rupture n'est pas très courant (environ 5%) et peut se produire sur les deux versants de la digue.

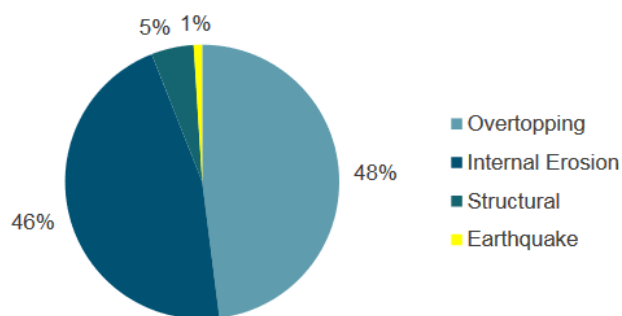


FIGURE 10: Pourcentage de rupture de digue jusqu'en 1986 (Digues construites en Chine et au Japon avant 1930 exclus [51]), basé sur les données de (*Foster et al.* [17]).

L'objectif de ce travail de fin d'études est de simuler numériquement l'érosion progressive d'une digue par submersion en comparant différentes équations de transport de sédiments.

Pour ce faire, un code développé par la *Pr. Sandra Soares Frazão* résolvant et combinant les équations de *Saint-Venant* décrivant l'écoulement d'eau ainsi que l'équation d'*Exner* décrivant le transport de sédiments a été fourni dans le cadre de ce travail.

# Chapitre 1

## Modélisation mathématique d'un écoulement en rivière

Un des objectifs de ce travail de fin d'études est de modéliser l'écoulement sur une digue et d'évaluer l'érosion progressive de celle-ci. À cette fin, un code de calcul développé par la professeure *Sandra Soares Frazão*, modifié par plusieurs doctorants et mémorants nous est fourni. Ce code basé sur un modèle *CWL* (*clear-water layer*) permet de résoudre les équations de *Saint-Venant & Exner* avec un schéma de volumes finis à deux dimensions. Dans le cadre d'un modèle *CWL* on fait l'hypothèse qu'une couche d'eau libre de tout sédiment s'écoule sur le lit de sédiment. Il est important de noter qu'il existe des modèles autres que *Saint-Venant & Exner* comme un modèle multicouche. Dans le cadre de ce travail, on va uniquement se concentrer sur le modèle *Saint-Venant & Exner*.

Dans ce chapitre, on va fournir un rappel de la théorie derrière les équations de *Saint-Venant* et d'*Exner*. Certaines parties de ce chapitre sont grandement inspirées des cours *LG CIV2053 - Hydraulique fluviale* [40] et *LG CIV2054 - Numerical simulation of transient flows* [41] donné par la professeure *Sandra Soares Frazão* ainsi que de sa thèse de doctorat (*Soares Frazão 2002, [20]*). Ce rappel théorique a pour but de bien comprendre les hypothèses et les limitations des équations énoncées précédemment.

### 1.1 Écoulement d'eau à surface libre

Les équations en eaux peu profondes décrivant l'écoulement instable ont d'abord été étudiées par *Saint-Venant* (1871) et sont obtenues en intégrant les équations de *Navier-Stokes* [20]. Ces équations expriment la conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans un écoulement bi-dimensionnel à surface libre et sont

souvent utilisées pour la modélisation des écoulements transitoires.

### 1.1.1 Hypothèses & grandeurs constitutives

Afin de résoudre les équations de *Saint-Venant*, certaines hypothèses sont utilisées et sont valables pour les écoulements à surface libre :

- Le fluide est incompressible : La masse volumique  $\rho = 1000 [kg/m^3]$  est constante.
- La pente de fond est faible, ainsi la profondeur d'eau  $h = (z_w - z_b)$  peut être mesurée selon l'axe  $z$ . Avec respectivement  $z_w$  le niveau d'eau et  $z_b$  le niveau du lit.
- Les pertes de charges dues aux frottements sur le lit sont considérées égales en condition d'écoulement uniforme. De cette manière, la formule de Manning peut être utilisée pour exprimer  $S_f$ .

### 1.1.2 Équation de conservation de la masse d'eau (continuité)

Le principe fondamental de cette équation est que la masse  $m$  est conservée et constante dans le temps ( $\frac{Dm}{Dt} = 0$ ).

On travaille par unité de largeur  $h$  avec  $u$  et  $v$  les vitesses moyennes selon les directions X et Y respectivement.

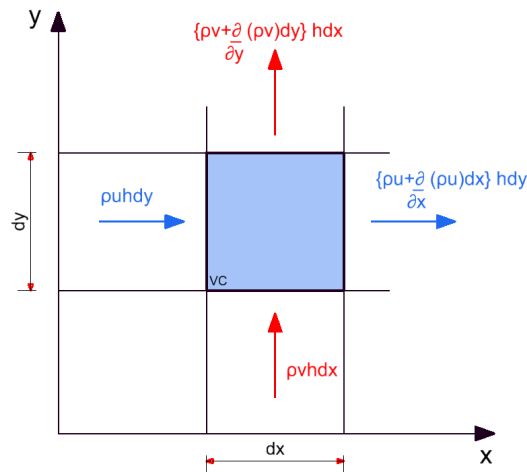


FIGURE 1.1: Continuité sur un volume de contrôle.

En effectuant un bilan de masse sur un volume de contrôle (VC) comme sur l'image (1.1) on obtient :

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} dx dy = \rho u h dy - \left( \rho u + \frac{\partial \rho u}{\partial x} dx \right) h dy + \rho v h dx - \left( \rho v + \frac{\partial \rho v}{\partial y} dy \right) h dx \quad (1.1)$$

En divisant l'équation 1.1 par  $\rho dx dy$  l'équation de la conservation de la masse sous sa forme conservative devient alors :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uh) + \frac{\partial}{\partial y}(vh) = 0 \quad (1.2)$$

### 1.1.3 Équation de la conservation de la quantité de mouvement

Pour rappel, la quantité de mouvement est définie par la masse  $m$  en mouvement multipliée par sa vitesse  $\vec{u}$  :

$$\vec{p} = m \cdot \vec{u} \quad (1.3)$$

On peut également exprimer la relation sommant les actions des forces extérieures égale à la variation de la quantité de mouvement :

$$\sum \vec{F} = \frac{D(m \cdot \vec{u})}{Dt} \quad (1.4)$$

Cette équation fait intervenir la dérivée matérielle ( $D/Dt$ ) exprimant l'évolution d'un système lagrangien qu'on peut traduire pour faire passer à un système eulérien :

$$\frac{DN}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{VC} \eta \rho dV + \iint_{SC} \eta \rho (\vec{V} | \vec{n}) dA \quad (1.5)$$

avec  $dV = h dx dy$ , les dimensions du volume de contrôle représenté à la figure (1.2). En analysant les forces agissant sur un élément fluide comme représenté sur la figure suivante :

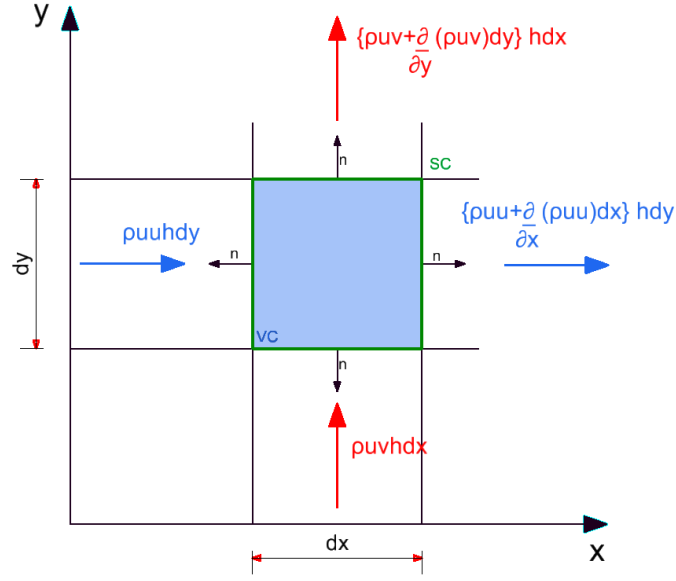


FIGURE 1.2: Forces appliquées sur un élément fluide (transparents LGCIV2054 : Numerical simulation of transient flow). [41]

Faisons un bilan des forces s'appliquant sur l'élément de fluide.

1. La gravité :

$$F_{G,x} = \gamma h S_{0,x} dx dy \quad (1.6)$$

avec  $\gamma$  [ $N/m^3$ ] le poids volumique de l'eau et  $S_0$  [%] la pente de fond.

2. Le frottement :

$$F_{F,x} = -\tau_x dx dy \quad (1.7)$$

avec :

Uniforme :  $\tau_x = \gamma h S_{0,x}$

Graduellement varié :  $\tau_x = \gamma h S_{f,x}$

avec  $S_{f,x} = \frac{n^2 V u}{h^{4/3}}$  [%] la pente de frottement,  $n$  étant le *coefficient de Manning* [ $s/m^{1/3}$ ] et  $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ . On peut alors réécrire l'équation (1.7) de la façon suivante :

$$F_{F,x} = -\gamma h S_{f,x} dx dy = -\gamma h \frac{n^2 V u}{h^{4/3}} dx dy \quad (1.8)$$

3. Les Forces de pression.

$$\begin{aligned} F_{p,x} &= \left( \frac{1}{2} \gamma h^2 dy \right) - \left( \frac{1}{2} \gamma h^2 dy + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} \gamma h^2 dy \right) dx \right) \\ &= -\gamma \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^2}{2} \right) dx dy \end{aligned} \quad (1.9)$$

On peut désormais développer l'équation (1.4) sur le volume de contrôle défini sur la figure (1.2) avec l'aide de l'équation (1.5). On considère  $N = mu$ ,  $\eta = u$  et le produit scalaire  $(\vec{V}|\vec{n}) = u$  sur les faces  $hdy$  et  $(\vec{V}|\vec{n}) = v$  sur les faces  $hdx$ .

$$\begin{aligned}
\frac{D(mu)}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t}(\rho uhdx dy) \\
&+ \left( \rho u^2 h dy + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 h dy) dx \right) - \rho u^2 h dy \\
&+ \left( \rho uv h dx + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv h dx) dy \right) - \rho uv h dx \\
&= \frac{\partial}{\partial t}(\rho uhdx dy) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 h dy) dx + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv h dy) dy
\end{aligned} \tag{1.10}$$

On peut alors regrouper toutes les équations dans (1.10) et réécrire :

$$\frac{\partial}{\partial t}(uh) + \frac{\partial}{\partial x}(u^2 h) + \frac{\partial}{\partial y}(uvh) = -\frac{\partial}{\partial x}\left(g\frac{h^2}{2}\right) + ghS_{0,x} - ghS_{f,x} \tag{1.11}$$

En réarrangeant les termes, on peut obtenir l'équation de la quantité de mouvement sous forme conservative :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial uh}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(u^2 h + g\frac{h^2}{2}\right) + \frac{\partial}{\partial y}(uvh) &= gh(S_{0,x} - S_{f,x}) \\
\frac{\partial vh}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uvh) + \frac{\partial}{\partial y}\left(v^2 h + g\frac{h^2}{2}\right) &= gh(S_{0,y} - S_{f,y})
\end{aligned} \tag{1.12}$$

## 1.2 Transport solide

On s'intéresse désormais à l'évolution morphologique du lit au cours du temps. Pour ce faire, on va introduire une troisième loi de conservation qui est la théorie d'*Exner*. Cette théorie est complémentaire à celle de *Saint-Venant* et peut intervenir lorsque le courant est suffisamment élevé pour engendrer du transport de sédiments sur un sol érodable.

Il est important de bien connaître le matériau qu'on souhaiterait mettre en œuvre ainsi que les conditions de l'écoulement. En effet, beaucoup de critères peuvent influencer le transport solide tels que par exemple la compaction du sol, la salinité de l'eau ou tout simplement la nature du sol [44].

## 1.2.1 Modes de transport des sédiments

Dépendamment de la classe des grains composant le lit, deux modes de transport sédimentaires sont possibles, le transport par charriage et le transport par suspension. Tel qu'illustré dans la figure (1.3).

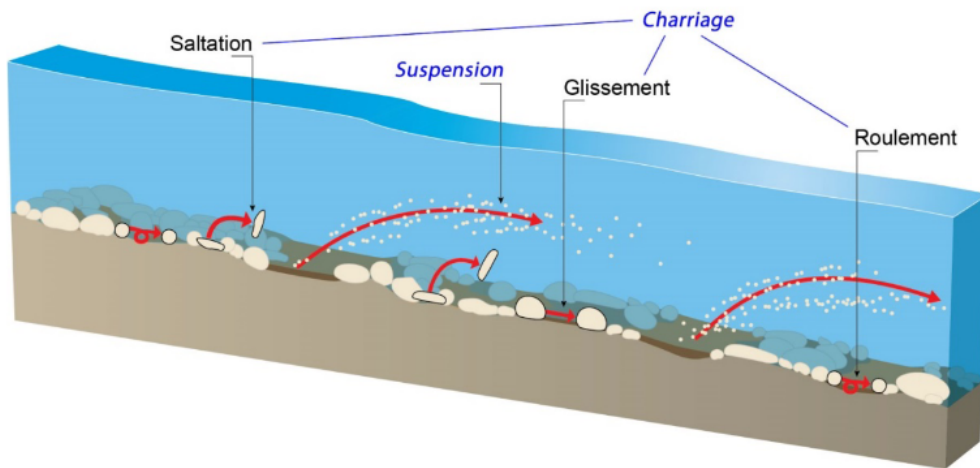


FIGURE 1.3: Modes de transport de sédiments : Suspension et Charriage.[34]

Les particules les plus fines, étant plus légères, ont tendance à être transportées par suspension et sur de plus longues distances.

Les gros sédiments, plus lourds, quant à eux, sont transportés par charriage et sur de plus courtes distances [34]. On considère que les particules sont fines tant qu'elles ont des dimensions inférieures à  $63\mu m$ . Il est néanmoins tout à fait possible qu'un sédiment grossier puisse être transporté par suspension si le courant d'eau est suffisamment élevé.

La limite entre les deux modes de transport est définie par l'effort de cisaillement  $\tau$  ainsi que le diamètre caractéristique du grain en question et a d'abord été étudié par *Du Buat*. D'autres chercheurs se sont également intéressés au critère d'érosion et on peut notamment parler du diagramme de *Shields-Van Rijn*.

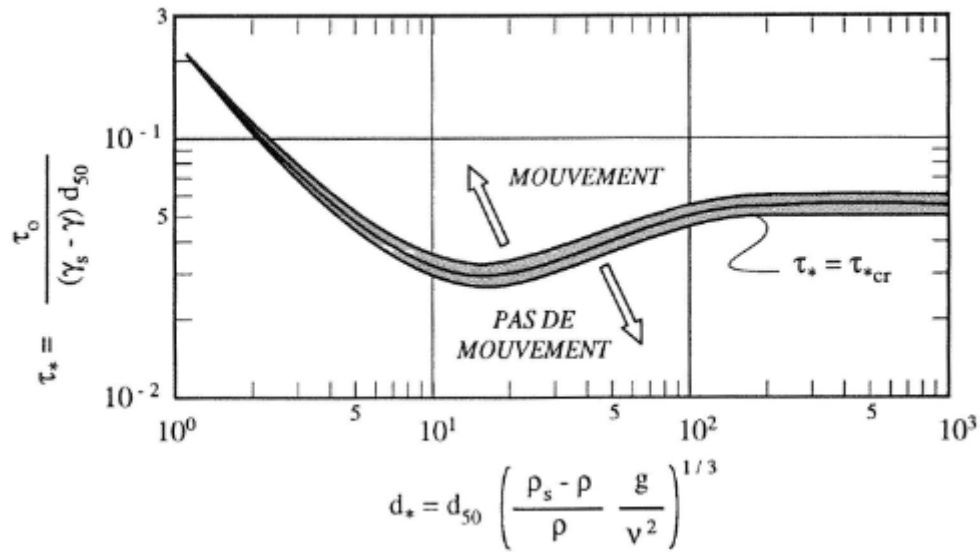


FIGURE 1.4: Diagramme de Shields-Van Rijn pour le transport de sédiments.[43]

Le diagramme de *Shields-Van Rijn* représente en abscisse le diamètre des grains moyens adimensionnel composant le sol érodable et en ordonnée le cisaillement adimensionnel déterminé par l'écoulement. La courbe nous indique alors le cisaillement critique adimensionnel ou paramètre de *Shields* ( $\tau_{crit}^*$ ) nécessaire pour un certain type de grain pour observer du mouvement au sein du lit. Ceci a été développé sur base d'expériences, ce qui implique qu'on observe plutôt une enveloppe de cisaillement critique.

### 1.2.2 Équation de conservation de la masse de sédiment (continuité)

Pour aboutir sur l'équation d'*Exner* en 2D, nous allons considérer le volume de contrôle (1.5) suivant :

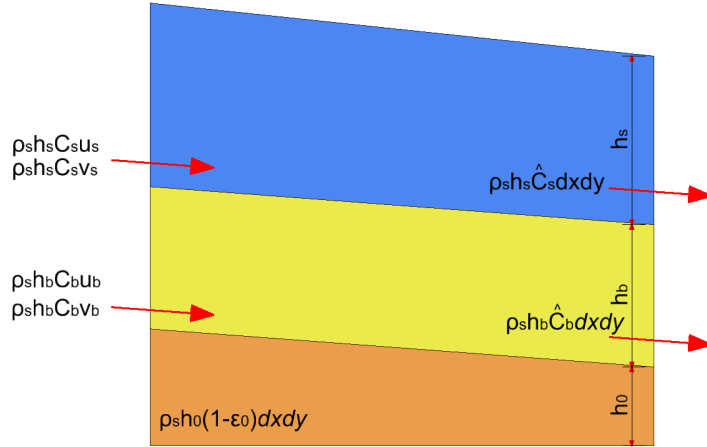


FIGURE 1.5: Théorie d'Exner sur un volume de contrôle.

Où la surface bleu est considérée comme étant une couche libre de tout sédiment (*Clear-water layer model*), des sédiments en suspension peuvent s'y trouver, mais en quantité négligeable par rapport aux deux autres surfaces. La surface jaune est une couche de sédiment dans laquelle l'eau s'écoule également, les sédiments y sont principalement transportés par charriage. La couche orange est la couche du lit fixe dans laquelle il n'y a pas de flux.

En appliquant sur ce volume de contrôle (1.5) la conservation de la masse de sédiment, on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \left( h_s \hat{C}_s + h_b \hat{C}_b + (1 - \epsilon_0) z_b \right) \rho_s dx dy &= h_s C_s u_s \rho_s dy - \left( C_s u_s - \frac{\partial}{\partial x} (C_s u_s) dx \right) h_s \rho_s dy \\
 &+ h_b C_b u_b \rho_s dy - \left( C_b u_b - \frac{\partial}{\partial x} (C_b u_b) dx \right) h_b \rho_s dy \\
 &+ h_s C_s v_s \rho_s dx - \left( C_s v_s - \frac{\partial}{\partial y} (C_s v_s) dy \right) h_s \rho_s dx \\
 &+ h_b C_b v_b \rho_s dx - \left( C_b v_b - \frac{\partial}{\partial y} (C_b v_b) dy \right) h_b \rho_s dx
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

avec  $\hat{C} = \frac{1}{h} \int_h c dh$ ,  $C = \frac{1}{hU} \int_h c U dh = \frac{qs}{q}$  et  $\epsilon_0$  la porosité du sol. En simplifiant l'expression et en divisant par  $\rho_s dx dy$ , on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( h_s \hat{C}_s + h_b \hat{C}_b + (1 - \epsilon_0) z_b \right) = - \frac{\partial}{\partial x} (h_s C_s u_s) - \frac{\partial}{\partial y} (h_s C_s v_s) - \frac{\partial}{\partial x} (h_b C_b u_b) - \frac{\partial}{\partial y} (h_b C_b v_b) \tag{1.14}$$

En regroupant les termes de débits solides selon les directions (X,Y) et en considérant

que  $h_s \hat{C}_s + h_b \hat{C}_b = A\hat{C}$ , on obtient :

$$(1 - \epsilon_0) \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(A\hat{C}) + \frac{\partial q_{s,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{s,y}}{\partial y} = 0 \quad (1.15)$$

Le terme  $A\hat{C}$  désigne la quantité de sédiments dans l'eau claire, on peut dire que l'hypothèse selon laquelle la dérivée  $\frac{\partial}{\partial t}(A\hat{C})$  est très faible comparé à  $(1 - \epsilon_0) \frac{\partial z_b}{\partial t}$  et donc la négliger.

On peut ainsi obtenir la 3<sup>ème</sup> équation de conservation nous permettant de simuler une érosion ou un dépôt de solide.

$$(1 - \epsilon_0) \cdot \frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{\partial q_{s,x}}{\partial x} + \frac{\partial q_{s,y}}{\partial y} = 0 \quad (1.16)$$

### 1.2.3 Équations de fermeture

Afin de résoudre l'équation d'*Exner* on a besoin de quantifier le transport solide  $q_s$  qui donne sous sa forme adimensionnelle :

$$q_{s*} = \frac{q_s}{\sqrt{g(s-1)d^3}} \quad (1.17)$$

L'objectif principal de ce travail de fin d'études est de quantifier le terme  $q_s$  et de l'implémenter numériquement afin de comparer les simulations avec des cas réels.

Comme l'érosion et le dépôt dépendent du matériau pouvant être transporté par suspension et/ou charriage, il est important d'avoir des équations adaptées. Il existe alors des équations de fermeture développées par des chercheurs sur base d'expériences en laboratoire pouvant simuler d'une part la masse transportée par suspension et d'autre part la masse transportée par charriage (nommé *bedload*). Il existe également des formules ne faisant pas la différence entre charriage et suspension, mais considèrent le transport solide dans son ensemble, qu'on appelle *total load*.

La formule la plus connue et la plus utilisée pour le transport solide est sans doute la formule *bedload* donnée par *Meyer-Peter & Muller (1948)* [31] :

$$q_{s*} = 8(\tau_s^* - \tau_{crit}^*)^{3/2} \quad (1.18)$$

Le terme  $\tau_{crit}^*$  exprime la contrainte de cisaillement critique adimensionnelle nécessaire à l'eau pour arracher un grain de son lit et vaut ici 0.047. Cette façon d'exprimer le transport solide adimensionnel est très appréciée par sa simplicité et est donc privilégiée par la communauté scientifique. L'équation de fermeture donnée par *Meyer-Peter & Muller* n'a cependant été validée que pour du transport

solide par charriage dans certaines conditions bien spécifiques de diamètre de grain et de pente de fond.

Beaucoup de chercheurs se sont alors succédés afin de trouver des formules de fermeture sous la forme :

$$\epsilon = \epsilon_M \cdot (\tau_s^* - \tau_{crit}^*)^\delta \quad (1.19)$$

Où les coefficients  $\epsilon_M$ ,  $\tau_{crit}^*$  et  $\delta$  sont adaptés selon le cas expérimental étudié.

Dans le cadre de ce travail de fin d'études, nous allons considérer plusieurs équations de fermeture valables pour différents types de matériaux et granulométries afin de pouvoir les comparer et les étudier sur des cas expérimentaux.

### Van Rijn (1984)

Cette équation de fermeture a été introduite par *Leo Van Rijn* en 1984 [47], il s'agit d'une formule de type *bedload* dont la taille des grains est comprise entre  $0.2[mm] \leq d_{50} \leq 2[mm]$ .

L'équation se présente ainsi :

$$q_{s*} = \frac{0.053}{d_{50}^{*0.3}} \left( \frac{\tau_s^*}{\tau_{crit}^*} - 1 \right)^{2.1} \quad (1.20)$$

Où  $d_{50}^*$  est le diamètre moyen du grain adimensionnel et le cisaillement critique est fonction du diamètre moyen adimensionnel et est déterminé ainsi :

$$\tau_{crit}^* = \begin{cases} 0.24d^* & d^* \leq 4 \\ 0.14d^{*-0.64} & 4 < d^* \leq 10 \\ 0.04d^{*-0.1} & 10 < d^* \leq 20 \\ 0.013d^{*0.29} & 20 < d^* \leq 150 \\ 0.056 & d^* > 150 \end{cases}$$

### Camenen & Larson (2005)

L'équation de Camenen et Larson a été introduite en 2005 et est adaptée pour la prédiction du transport solide par charriage [8] dont la taille de grain moyen est supérieure à  $63\mu m$ . Cette formule se présente sous une forme légèrement différente de celle initiée par *Meyer-Peter & Muller* :

$$q_{s*} = 12\tau_s^{*1.5} \cdot \exp\left(-4.5 \cdot \frac{0.047}{\tau_s^*}\right) \quad (1.21)$$

Une particularité de cette formule est la proportionnalité entre le débit solide  $q_{s*}$  et la contrainte de cisaillement à la puissance 1.5. On peut également observer la présence du cisaillement critique  $\tau_{crit}^* = 0.047$  tel que donné par *Meyer-Peter & Muller*.

## Wu et al. (2000)

La formule de *Wu et al.* a été établie sous deux formes. L'une considérant uniquement le *bedload* et l'autre considère du total load, c'est-à-dire qu'on ne fait plus de distinction entre le transport solide par suspension et par charriage, mais qu'on les considère le transport solide total.

Équation de fermeture pour le *bedload* [54] :

$$q_{s*} = 0.0053 \left( \left( \frac{n'}{n} \right)^{1.5} \cdot \left( \frac{\tau_s^*}{0.03} \right) - 1 \right)^{2.2} \quad (1.22)$$

Cette formule tient compte de la classe de sédiment  $n$  et on peut remarquer la présence d'une contrainte de cisaillement critique  $\tau_{crit}^* = 0.03$ . Cette formule a été validée pour des grains d'un diamètre moyen supérieur à  $63\mu\text{m}$ .

L'équation de fermeture pour le total load [52] :

$$q_{s*} = 0.262 \cdot 10^{-4} \left( \left( \frac{\tau_s^*}{\tau_{crit}^*} - 1 \right) \frac{|\bar{\mathbf{u}}|}{w_{s,n}} \right)^{1.74} \quad (1.23)$$

avec

$$w_{s,n} = \sqrt{\left(13.95 \frac{\nu}{d_{50}}\right)^2 + 1.09(s-1)gd_{50}} - 13.95 \frac{\nu}{d_{50}}$$

et

$$|\bar{\mathbf{u}}| = \sqrt{\frac{\tau_s^*}{\rho}}$$

## Mehta & Maa (1987)

L'équation de *Mehta & Maa* a été introduite en 1987 et est une formule *total load* [29]. L'équation est :

$$q_{s*} = \epsilon_M \cdot \left( \frac{\tau_s - \tau_{crit}}{\tau_{crit}} \right)^\delta \quad (1.24)$$

avec  $\epsilon_M = 30 \left[ \frac{g}{m^2 s} \right]$ ,  $\tau_{crit} = 6.5 \cdot 0.33^{1.6} [Pa]$  et  $\delta = 0.95$ . Ces valeurs numériques proviennent d'essais expérimentaux sur du sol provenant de l'estuaire de la rivière de *Chikugo* au Japon.

## Récapitulatif des formules de transport utilisées

Les différentes équations de fermeture utilisées dans ce travail de fin d'études sont reprises dans le graphique (1.6) dans lequel on représente en abscisse le

diamètre des grains moyens. Chaque équation de fermeture est représentée par une flèche indiquant le domaine de taille de grains pour lesquels elles ont été étudiées.

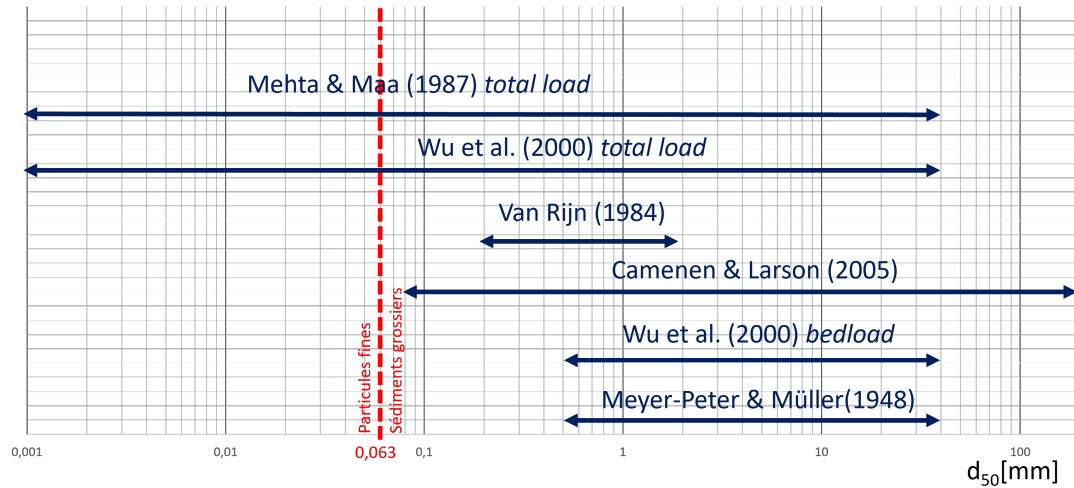


FIGURE 1.6: Équations de fermeture utilisées pour la simulation numérique.

## 1.3 Rupture de berges et de digues

### 1.3.1 État de l'art sur la rupture des digues

Les ruptures de digues par submersion tant en laboratoire que sur des digues réelles présentent des formations de brèches différentes selon la nature cohésive ou non-cohésive des berges [33]. Dans le cas d'un matériau non-cohésif, on observe une érosion progressive alors que pour un matériau cohésif, on observe une érosion "headcut" tel qu'illustré sur la figure (1.7). À noter que d'autres évolutions de brèches peuvent être observées selon la topographie de la digue.

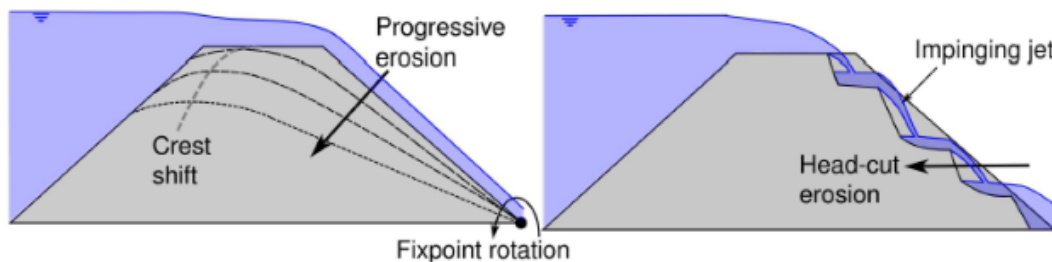


FIGURE 1.7: Erosion progressive (gauche) d'une digue non-cohésive et Headcut (droite) d'une digue cohésive. [36]

Dans ce sous-chapitre, nous allons traiter les modèles permettant de définir l'érosion progressive pour un sol non-cohésif et l'érosion Headcut pour un sol cohésif.

### 1.3.2 Modèle de Visser (1998)

Le modèle de *Visser (1998)* [49] observe les différentes phases de l'évolution d'une brèche sur une digue faite en sable fin (voir figure 1.8) aboutissant à un comportement cohésif. Commenant à l'état initial ( $t = t_0$ ) présentant la digue avec une brèche et un canal sur le versant aval de la digue. À un temps ( $t = t_1$ ) l'eau coupe verticalement dans la digue, la brèche progresse alors latéralement ( $t = t_2$ ) en commençant par l'extrémité en aval de la digue et remonte progressivement ( $t = t_3$ ) jusqu'à l'amont. Tout au long de ce processus, la pente en aval de la digue diminue progressivement.

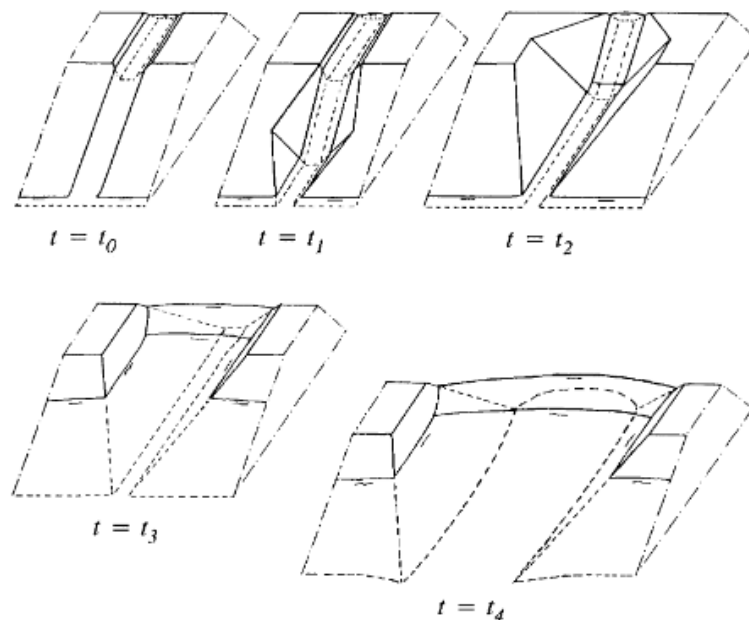


FIGURE 1.8: Croissance de la brèche pour une digue en sable fin [49].

L'écoulement d'eau continue ( $t = t_4$ ) tant que le niveau d'eau à l'aval et à l'amont de la digue ne sont pas égaux ou tant qu'il reste de l'eau dans le réservoir en amont (dans le cas où l'eau à l'aval peut s'évacuer librement).

### 1.3.3 Modèle de Coleman (2002)

Le modèle de *Visser* décrit la rupture d'une digue construite en sable fin ayant un comportement relativement cohésif. Le modèle de *Coleman et al. (2002)*[10]

étend celui de *Visser* en considérant cette fois une digue construite en sable grossier. Cette digue a un comportement plutôt non cohésif.

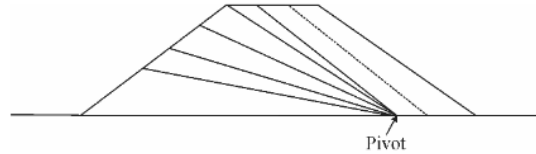


FIGURE 1.9: Évolution de la rupture d'une digue en sable grossier selon *Coleman et al. (2002)* Source de l'image [18]

L'érosion de la digue se déroule d'abord à l'aval et aplati au fur et à mesure la digue autour d'un point de pivot.

### 1.3.4 Observations de Hahn (2000)

Dans les travaux de *Hahn (2000)* [24], on observe l'érosion Headcut pour une digue cohésive. Dans ce mode de rupture, l'érosion débute au pied du versant aval de la digue et remonte progressivement à l'amont en créant des "marches" dans la digue dues à la nature cohésive du matériau constituant la digue. Les particules fines présentent des forces électrostatiques suffisamment élevées qu'il est plus difficile de les arracher de leur lit, l'arrachement des particules cohésives se fait par paquets et non par grains individuels comme pour un matériau non-cohésif.

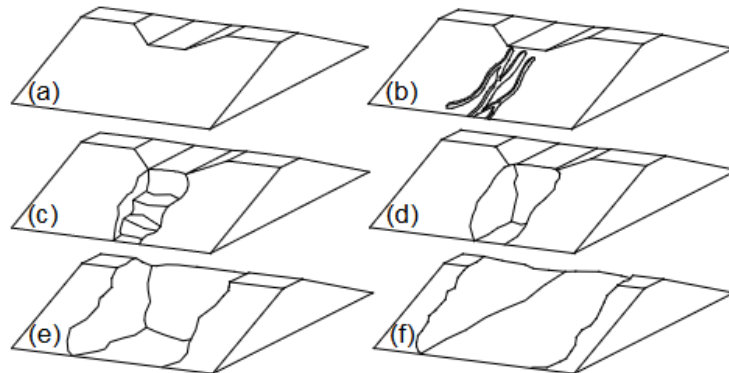


FIGURE 1.10: Croissance de la brèche pour une digue cohésive [24].

L'état initial de la digue avec une brèche est représenté en (a). L'érosion débute par la formation de rainures le long du versant en aval de la digue en (b). Ces

rainures creusent progressivement la digue jusqu'à créer des marches d'escalier (c). Ensuite, ces marches d'escaliers avancent vers l'aval jusqu'à créer une seule coupure (d) qui se propage latéralement sur les berges (e) jusqu'à atteindre la largeur de brèche finale (f).

Il a été prouvé que ce processus de rupture de digue cohésif dépend beaucoup de la compacité du sol et de sa teneur en eau. En effet, compacter un sol réduit l'espace interstitiel entre les particules

### 1.3.5 Observations de Chinnarasri (2003)

Ce type de rupture peut se produire lorsqu'il n'y a pas de brèche initiale dans la digue, c'est-à-dire que l'eau submerge la digue sur toute la largeur du canal.

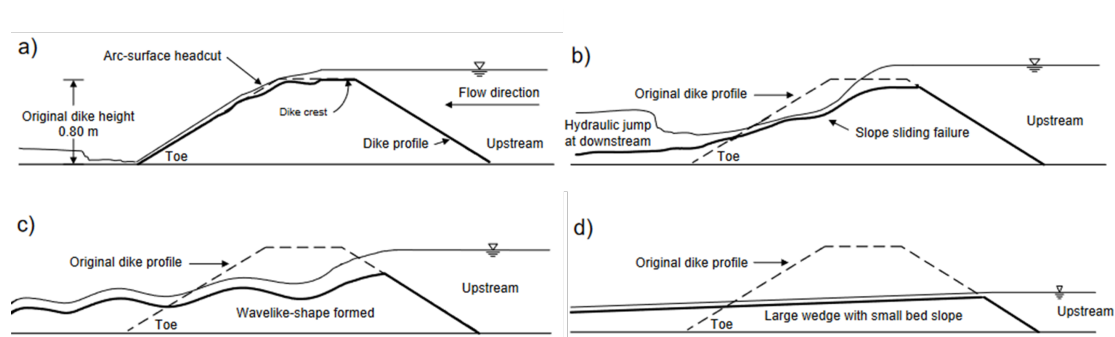


FIGURE 1.11: Rupture de digue par submersion sans brèche initiale [9].

La rupture de digue sans brèche initiale a beaucoup été étudiée par *Chinnarasri et al. (2003)* [9] qui ont pu observer 4 états de l'érosion de la digue. D'abord, ils ont observé une légère érosion de la digue sur son versant aval (a). L'érosion du versant aval de la digue continue et une érosion progressive de l'amont commence (b). Ensuite, le profil de la digue devient similaire à celui d'une vague (c) avant de finalement s'écraser avec une faible pente (d).

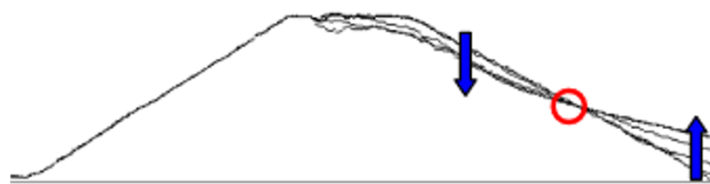


FIGURE 1.12: Érosion de l'aval de la digue autour d'un point de pivot (*Dupont et al. 2008*) [14].

En additionnement aux observations données par *Chinnarasri et al.* [9], *Dupont et al.* [14] ont observé que l'érosion en aval de la digue tourne autour d'un point de pivot (entouré en rouge sur la figure 1.12).

## 1.4 Limites du modèle *Clear-water layer*

Le modèle CWL (pour *Clear-water layer*) dont fait partie le modèle *Saint-Venant Exner* recèle deux limites importantes, [41] :

### 1. Effet d'inertie :

Lorsqu'on a une couche épaisse de sédiment en mouvement, possédant son inertie propre, elle va probablement avancer à une vitesse différente de l'eau qui est au-dessus. Une interaction entre l'eau et cette couche épaisse de sédiment peut avoir lieu et un échange de quantité de mouvement peut se produire sans que notre modèle ne soit capable de le modéliser.

### 2. Décalage transport de sédiment et transport effectif :

Lorsqu'on calcule le débit solide  $q_{s,eq}$ , on va toujours considérer que l'écoulement transporte la pleine capacité de sédiment qu'il est capable de transporter, ce qui n'est pas forcément le cas. Ceci peut être illustré à la figure (1.13). On peut y voir que lorsqu'on a un radier en béton suivi d'un lit de sédiment, le modèle *CWL* a tendance à directement transporter les sédiments à sa pleine capacité (courbe  $q_{s,eq}$  en bleu sur la figure 1.13). Alors qu'en réalité, on observe une augmentation progressive du débit de sédiment (courbe  $q_s$  en rouge sur la figure 1.13).

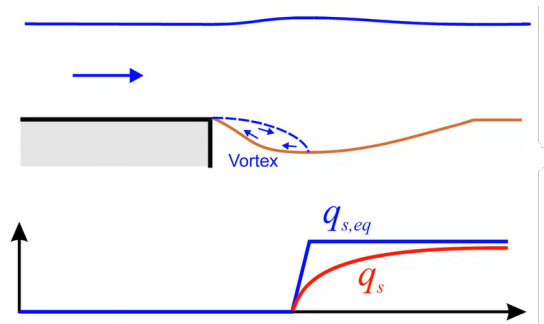


FIGURE 1.13: Limite du modèle *CWL* : Décalage transport de sédiment et transport effectif. [41]

# Chapitre 2

## Modèles numériques d'écoulement

Dans ce chapitre, nous allons traiter de la méthode de résolution numérique utilisée pour résoudre les équations de *Saint-Venant & Exner*. Ce chapitre est grandement inspiré du cours *Numerical Simulation of transient flow* [41] donné par la professeure *Sandra Soares Frazão*.

### 2.1 Méthode des volumes finis

Le modèle utilisé dans le cadre de ce travail de fin d'études est basé sur des volumes finis 2D dans lequel on divise le domaine en cellules. On va d'abord considérer un maillage structuré et composé de rectangles ou carrés. Pour résoudre numériquement les équations de *Saint-Venant & Exner* avec cette méthode, il nous faut les traduire sous forme vectorielle telle que :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (2.1)$$

avec :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} h \\ uh \\ vh \\ z_b \end{pmatrix} \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} uh \\ u^2h + g\frac{h^2}{2} \\ uvh \\ \frac{1}{1-e_0}q_{s,x} \end{pmatrix} \quad \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} vh \\ uvh \\ v^2h + g\frac{h^2}{2} \\ \frac{1}{1-e_0}q_{s,y} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ gh(S_{0,x} - S_{f,x}) \\ gh(S_{0,y} - S_{f,y}) \\ 0 \end{pmatrix}$$

où les grandeurs qu'on souhaite déterminer à chaque pas de temps  $\Delta t$  se trouvent dans le vecteur  $\mathbf{U}$ .

La résolution du système d'équations de *Saint-Venant* et d'*Exner* (2.1) peut être faite de deux méthodes distinctes : Méthode couplée et méthode découplée (ou méthode faiblement couplée).

Dans la méthode couplée, approche de *Goutière et al. (2008)* [23], les équations de *Saint-Venant* et d'*Exner* sont résolues en même temps. Alors que dans la méthode découplée, approche de *Juez et Garcia-Navarro (2014)*[26], on résout les équations en eaux peu profondes de *Saint-Venant* séparément de l'équation d'*Exner*.

Leur implémentation ainsi que leurs comparaisons peuvent être trouvées dans l'article de *Meurice & Soares-Frazão 2020* [30] dont un récapitulatif de la méthode couplée est repris ci-dessous, qui est la méthode retenue dans le cadre de ce travail de fin d'études.

On cherche désormais à prouver que la vitesse de propagation de l'information est finie dans l'écoulement à l'aide des caractéristiques  $\lambda_i$ . On repart du système d'équation 2.1 qu'on peut réécrire sous une forme latéralisée comme c'était proposé par *Costanzo et al. 2002* [11]. Cela donne une formulation adaptée pour les simulations de topographie irrégulière comme pour le cas d'un lit érodable. Ceci peut être exprimé en changeant de côté le terme source lié à la topographie dans le système d'équation (2.1) tel que :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} + \mathbf{H}(\mathbf{U}) \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y} + \mathbf{K}(\mathbf{U}) \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial y} = \mathbf{S}_{\mathbf{F}} \quad (2.3)$$

avec

$$\mathbf{H}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & gh \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{K}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & gh \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{S}_{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} 0 \\ -ghS_{f,x} \\ -ghS_{f,y} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

En considérant cette fois un maillage non structuré et décomposé en triangles tel que sur la figure 2.1

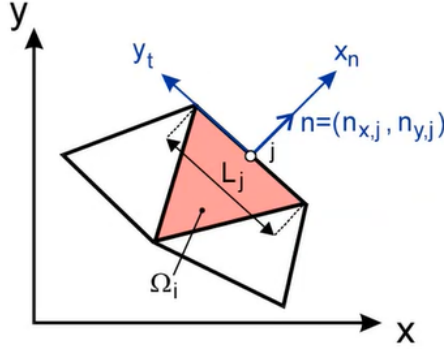


FIGURE 2.1: Maillage triangulaire avec repère de coordonnées locales (transparents *LG CIV2054 - Numerical simulation of transient flow*)

Dans un schéma de volumes finis, les flux sont calculés aux interfaces entre deux cellules voisines selon un système de coordonnées locales attachées à l'interface  $(x_n, y_t)$ . De cette façon, la variation locale de  $\mathbf{F}$  le long de la frontière peut être considérée égale à zéro. Ainsi, on peut utiliser la propriété d'invariance rotationnelle proposée par *Toro 1999* [45]. En utilisant une matrice de rotation  $\mathbf{T}$  appropriée :

$$\bar{\mathbf{U}} = \begin{pmatrix} h \\ u_n h \\ v_n h \\ z_b \end{pmatrix} = \mathbf{T} \mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y & 0 \\ 0 & -n_y & n_x & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h \\ u h \\ v h \\ z_b \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Alors, nous allons considérer l'équation homogène de (2.3) en mettant de côté le terme source  $\mathbf{S}$ . Ceci nous permet d'obtenir une matrice jacobienne  $\mathbf{A}(\bar{\mathbf{U}}) = \partial \mathbf{F}(\bar{\mathbf{U}}) / \partial \bar{\mathbf{U}}$  de notre système homogène :

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \mathbf{A}(\bar{\mathbf{U}}) \frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial x_n} + \mathbf{H}(\bar{\mathbf{U}}) \frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial x_n} = \mathbf{0} \quad (2.6)$$

Cette dernière expression peut être utilisée pour définir une matrice  $\mathbf{A}'(\bar{\mathbf{U}})$  de laquelle on va pouvoir déterminer les valeurs propres et ainsi les caractéristiques le long desquelles l'information est propagée :

$$\mathbf{A}(\bar{\mathbf{U}}) = \frac{\partial \mathbf{F}(\bar{\mathbf{U}})}{\partial \bar{\mathbf{U}}} + \mathbf{H}(\bar{\mathbf{U}}) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ c^2 - u_n^2 & 2u_n & 0 & c^2 \\ -u_n v_t & v_t & u_n & 0 \\ \frac{1}{1-e_0} \frac{\partial q_{s,n}}{\partial h} & \frac{1}{1-e_0} \frac{\partial q_{s,n}}{\partial q_n} & \frac{1}{1-e_0} \frac{\partial q_{s,n}}{\partial q_t} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

avec  $c = \sqrt{gh}$  la vitesse de propagation de l'information.

On peut en déterminer les valeurs propres [39] correspondantes aux célérités d'ondes

telles que :

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \left( u_n - c - \sqrt{(u_n - c)^2 - \frac{4gh}{1 - e_0} \frac{\partial q_{s,n}}{\partial h} \frac{1}{u_n + c}} \right) \quad (2.8)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{2} \left( u_n - c + \sqrt{(u_n - c)^2 - \frac{4gh}{1 - e_0} \frac{\partial q_{s,n}}{\partial h} \frac{1}{u_n + c}} \right) \quad (2.9)$$

$$\lambda_3 = u_n \quad (2.10)$$

$$\lambda_4 = u_n + c \quad (2.11)$$

avec  $\frac{\partial q_{s,n}}{\partial h}$  et  $\frac{\partial q_{s,n}}{\partial q}$  la dérivée selon  $h$  et selon  $q$  respectivement de la formule de transport utilisée et répertoriée dans la section (1.2.3).

On peut désormais résoudre le système d'équation 2.1 qu'on peut généraliser sous la forme suivante afin de pouvoir également considérer le cas d'un maillage non structuré :

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Omega_i} \sum_{j=1}^{nb} \mathbf{T}_j^{-1} \mathbf{F}_j^*(\bar{\mathbf{U}}_j) L_j + \mathbf{S}_{F,i} \Delta t \quad (2.12)$$

où le pas de temps  $\Delta t$  vérifie le critère de stabilité *CFL* donné par *Courant, Friedrichs et Lewy (1967)* [12].  $\Omega_i$  correspond à la surface à la base de la cellule  $i$ ,  $j$  est l'interface de la cellule,  $L_j$  est la longueur de l'interface  $j$  et  $nb$  est le nombre d'interfaces de la cellule représentées sur la figure (2.1).

## 2.2 Solveur pour la résolution numérique

Dans l'équation (2.12) il nous reste alors à déterminer les flux aux interfaces  $\mathbf{F}$ . Plusieurs solveurs sont alors possibles, utilisant les caractéristiques  $\lambda_i$  (2.8 à 2.11).

Entre autres, il existe le schéma de *Pavie* développé par *Braschi et Gallati (1992)* [7], le schéma de *Roe* développé par *Roe (1981)* [37] dans le domaine de la dynamique des gaz et adapté aux équations en eaux peu profondes par *Glaister (1988)* [22]. Pour finir, on a le schéma *HLL* développé par *Harten, Lax & van Leer (1983)* [25].

Le schéma qui nous intéresse est une forme modifiée de *HLLC* (schéma *HLL* avec discontinuités de contact) et a été proposé par *Toro et al. (1994)* [46]. L'approche pour le calcul des flux est telle que décrite par *Soares-Frazão & Zech (2010)*[39] dont un récapitulatif est repris ci-dessous :

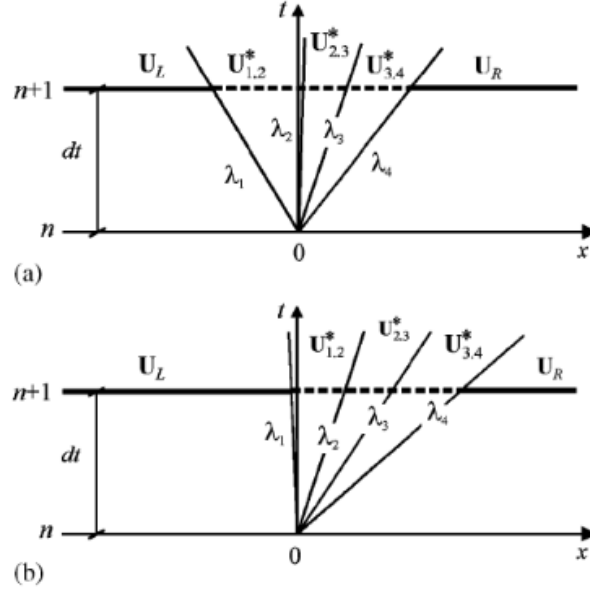


FIGURE 2.2: Problème de Riemann avec sédiments : (a) écoulement subcritique ; (b) écoulement supercritique, [39].

Pour le schéma *HLL*, les flux de masse et de quantité de mouvement peuvent être déterminés avec les caractéristiques extrêmes ( $\lambda_1$  2.8 et  $\lambda_4$  2.11). Ces flux peuvent être calculés de cette manière :

$$(u_n h)^* = q_n^* = \frac{\lambda^+ q_{n,L} - \lambda^- q_{n,R} + \lambda^+ \lambda^- (z_{w,R} - z_{w,L})}{\lambda^+ - \lambda^-} \quad (2.13)$$

$$\left(u_n^2 h + g \frac{h^2}{2}\right)^* = \sigma^* = \frac{\lambda^+ \sigma_{n,L} - \lambda^- \sigma_{n,R} + \lambda^+ \lambda^- (q_{n,R} - q_{n,L})}{\lambda^+ - \lambda^-} \quad (2.14)$$

avec  $z_{w,R}$  et  $z_{w,L}$  les niveaux d'eau des cellules de droite et de gauche respectivement et :

$$\lambda^+ = \max(\lambda_{4,L}; \lambda_{4,R}; 0) \quad (2.15)$$

$$\lambda^- = \min(\lambda_{1,L}; \lambda_{1,R}; 0) \quad (2.16)$$

Pour le flux de la quantité de mouvement transversal tenant compte de la discontinuité de contact tel que suggéré par *Toro et al. (1994)* [46] :

$$(u_n v_t h)^* = \mu_{n,t}^* = \begin{cases} v_{t,L} \cdot q_n^* & \text{si } u_n \geq 0 \\ v_{t,R} \cdot q_n^* & \text{si } u_n < 0 \end{cases} \quad (2.17)$$

Finalement, on peut exprimer le flux de masse de sédiment en émettant l'hypothèse que l'information liée au sédiment est uniquement contenue dans  $\lambda_1$  (2.8) et  $\lambda_2$  (2.9) comme suggéré par *Lyn et Altinakar (2002)* [28] :

$$q_{s,n}^* = \frac{\lambda_s^+ q_{s,L} - \lambda_s^- q_{s,R} + \lambda_s^+ \lambda_s^- (z_{b,R} - z_{b,L})}{\lambda_s^+ - \lambda_s^-} \quad (2.18)$$

avec :

$$\lambda_s^+ = \max(\lambda_{2,L}; \lambda_{2,R}; 0) \quad (2.19)$$

$$\lambda_s^- = \min(\lambda_{1,L}; \lambda_{1,R}; 0) \quad (2.20)$$

## 2.3 Conditions frontières

Ce sous-chapitre a pour objectif de définir les différentes conditions frontières utilisées dans le cadre de ce travail de fin d'études. Ces conditions frontières sont décrites ci-dessous selon le cours de *LG CIV2054 - Numerical simulation of transient flow* [41].

### 2.3.1 Condition de mur

Cette condition intervient lorsque le canal est fermé soit à l'amont, soit à l'aval. Le plus souvent, on considère le canal fermé à l'aval et cela peut se traduire par :

$$\begin{cases} q_n^* = 0 \\ \sigma_n^* = \sigma_{n,L} + c_L \cdot q_{n,L} \\ \mu_{nt}^* = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

### 2.3.2 Condition transmissive

#### Cas supercritique [30]

Cette condition est souvent utilisée à l'aval dans lequel lorsqu'on considère que le canal est infini et que le domaine de calcul s'arrête à la cellule  $n$  et qu'aucune cellule n'existe à sa droite. Toute l'information quant aux flux provient de l'amont :

$$\begin{cases} q_n^* = q_{n,L} \\ \sigma_n^* = \sigma_{n,L} \\ \mu_{nt}^* = \mu_{nt,L} \end{cases} \quad (2.22)$$

#### Cas subcritique [30]

Cependant, pour le cas subcritique, l'information ne peut plus provenir de l'aval du à l'absence de cellule à droite. Comme le niveau d'eau décroît subitement, on peut donc dire que le niveau d'eau passe par la hauteur critique  $h_c$ . *Savary et Zech (2007)*[38] ont proposé de repartir à partir des équations de compatibilité du système d'équation 2.1

Ceci nous permet d'aboutir à la condition transmissive pour le cas d'un écoulement subcritique :

$$\begin{cases} q_n^* = q_{n,L} + (u_{n,L} - c_L)(h_{c,L} - h_L) \\ \sigma_n^* = \sigma_{n,L} + (u_{n,L} - c_L)^2(h_{c,L} - h_L) \\ \mu_{nt}^* = \mu_{nt,L} + v_{t,L}(q_n^* - q_{n,L}) \end{cases} \quad (2.23)$$

### Condition transmissive pour les sédiments

Dans les cas subcritique et supercritique, la condition transmissive est la même pour le flux de masse des sédiments et est exprimé tel que :

$$\begin{cases} q_{s,n}^* = q_{s,n,L} - \lambda_s^- h_{s,L} \\ \lambda_s^- = \min(\lambda_{1,L}; 0) \end{cases} \quad (2.24)$$

### 2.3.3 Débit imposé à l'amont

Cette condition permet d'imposer un certain débit variable ou continu au cours du temps à l'amont. À noter qu'on n'imposera pas de débit solide à l'amont. La condition de débit imposé peut être exprimée de la façon suivante :

$$\begin{cases} q_{n,L}^* = q_{imp} \\ \sigma_{n,L}^* = \sigma_{n,L} + (u_{n,L} + c_L) \cdot (q_{imp} - q_{n,L}) \\ \mu_{nt,L}^* = \mu_{nt,L} + v_{t,L}(q_{imp} - q_n) + u_{n,L}(q_{imp} - q_t) - v_{t,L} \left( \frac{|Fr_L|}{1+|Fr_L|} \right) (q_{imp} - q_n) \end{cases} \quad (2.25)$$

avec  $Fr_L$  le nombre de *Froude* tel que  $Fr_L = u_{n,L}/c_L$ .

### 2.3.4 Opérateur rupture de berges

L'opérateur rupture de berges est un module développé par *Swartebroekx et al. (2010)* [42] et dont l'objectif est de faire face aux pentes du lit de sédiment dépassant les limites physiques du matériau mis en œuvre. Cela se traduit par l'implémentation de quatre angles de stabilité  $\alpha$  dont on fait la distinction entre angles émergés et angles immergés tels que représentés sur la figure (2.3).

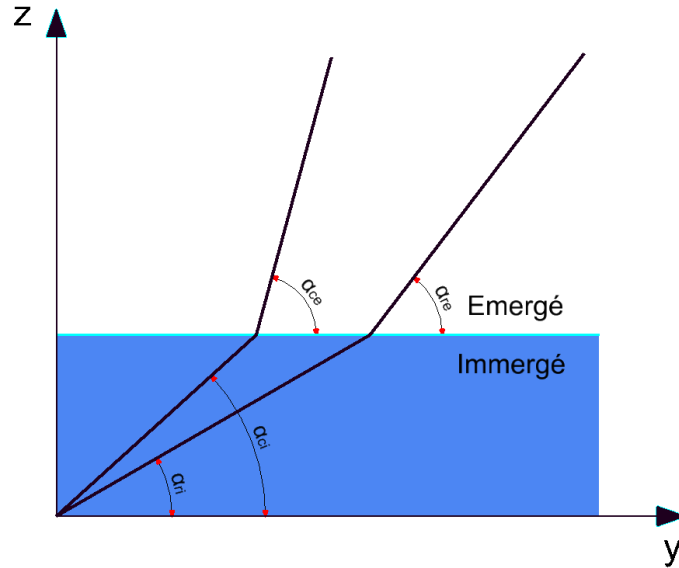


FIGURE 2.3: Définition des angles de ruptures pour l'opérateur rupture de berges.

La cellule, qu'il soit émergé ou immergé, possède un angle critique qui lorsqu'il est dépassé cause la rupture de la pente et retombe sur un angle résiduel (indice  $r$  sur la figure 2.3). La quantité de sédiment issu de la rupture de la berge s'ajoute au transport de sédiment.

## 2.4 Limites des modèles actuels

Dans ce sous-chapitre, nous allons comparer d'une part les méthodes couplée et découplée et d'autre part les schémas de *Roe* et *HLL*. Ce qui va permettre de donner les avantages et inconvénients qui nous ont poussé à choisir la méthode découplée avec un schéma de résolution numérique de type *HLL*.

Dans la thèse de *Fabian Franzini (2017)* [18] une comparaison sur de nombreux cas tests a été faite entre :

- (I) Méthode couplée et schéma de Roe
- (II) Méthode couplée et schéma HLL
- (III) Méthode découplée et schéma de Roe
- (IV) Méthode découplée et schéma HLL

Il a pu observer que le cas (I) donne des résultats corrects pour simuler l'eau au repos et en écoulement continu. Le cas (II) quant à lui montre des bons résultats en ce qui concerne la prédiction de l'érosion d'une digue par submersion.

Néanmoins, elle montre des limites lorsqu'il faut simuler l'évolution progressive de

la pente de fond vers sa pente d'équilibre, en effet cette méthode continue l'évolution de la pente de fond jusqu'à devenir horizontale. Globalement, les versions couplées performant mieux que leurs contreparties découplées, hormis (IV) qui prédit la pente d'équilibre mieux que (II) car elle ne devient pas horizontale. Le schéma HLL classique utilise uniquement les caractéristiques extrêmes  $\lambda_1$  (2.8) et  $\lambda_4$  (2.11) pour définir l'état intermédiaire à l'interface discontinue, négligeant ainsi les célérités d'ondes intermédiaires et conduisant à un schéma trop diffusif [19]. Le schéma *HLLC* résout ce problème en considérant les caractéristiques intermédiaires

## 2.5 Hydroflow

*Hydroflow* est un code de simulation numérique résolvant les équations de *Saint-Venant* initié par la professeure *Sandra Soares Frazão* et modifié en ajoutant des éléments au fur et à mesure selon les besoins des modules. Un des modules existant est celui prenant en compte les sédiments et résolvant donc l'équation d'*Exner*. Ce sous-chapitre a pour but de décrire le fonctionnement du code développé en C++ et le cheminement que l'utilisateur doit réaliser afin de pouvoir simuler une rupture de digue en terre.

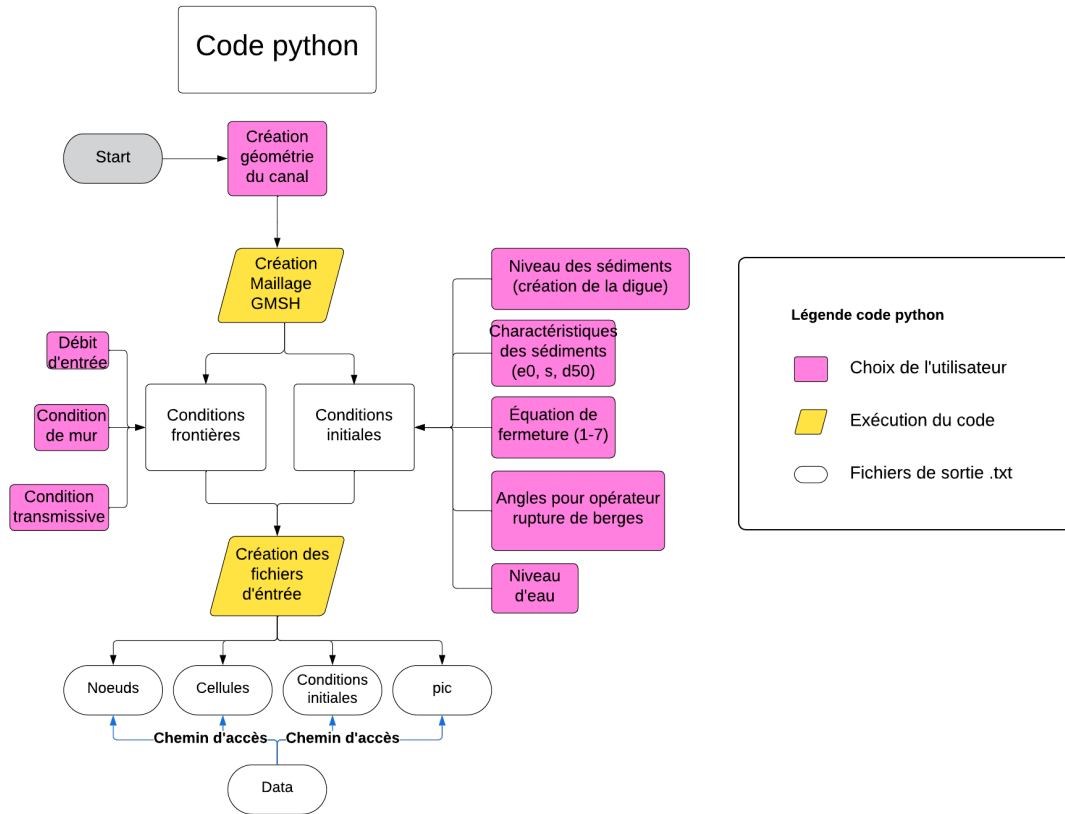


FIGURE 2.4: Organigramme : Générer les fichiers d'entrée.

Tout commence sur python sur lequel on va créer la géométrie de notre canal en indiquant les coordonnées (X,Y) des points importants. En reliant ces points, on va pouvoir créer des surfaces sur lesquelles on pourra indiquer des conditions initiales et frontières. À l'aide d'un code python développé par *Pierre-Yves Gousenbourger*, *Nathan Delpierre* et *Charles Ryckmans* (figure 2.4), on va pouvoir générer un maillage non structuré pour la géométrie du canal souhaité. Ce maillage est réalisé par l'intermédiaire de *GMSH* développé par *Geuzaine et Remacle (2009)*[21]. Ensuite, on va créer nos fichiers d'entrée, qui comportera les données sur le maillage généré, les différentes conditions initiales (hauteur d'eau dans le réservoir, niveau des sédiments, données concernant le matériau de la digue, présence ou non de l'opérateur de rupture de berge, etc) et conditions frontières. Les données sur le maillage et les conditions initiales sont alors organisées dans des fichiers textes séparés (nœuds, cellules, bords, niveau des sédiments, conditions initiales). Un autre document texte "*data.txt*" est également généré, contenant diverses données nécessaires à la résolution des équations et regroupant également le chemin d'accès vers les autres fichiers.

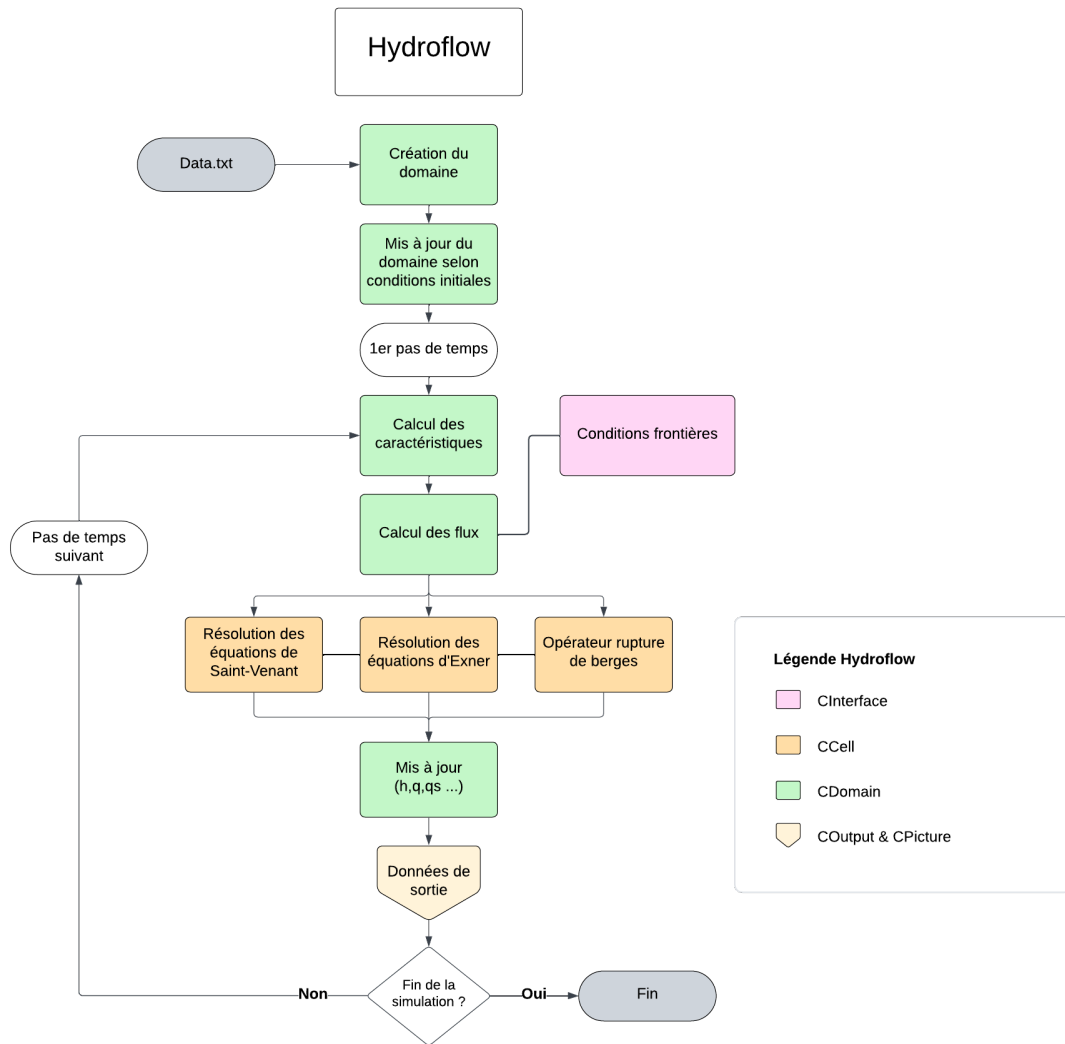


FIGURE 2.5: Organigramme : Fonctionnement du code *Hydroflow*.

Ce document texte est nécessaire pour le fonctionnement du code qui résout les équations de *Saint-Venant & Exner*. Au lancement du code, il va attribuer les données contenues dans *data* aux variables globales internes au code. Avec ces données et les chemins d'accès vers le maillage découpé en cellules et nœuds, il va construire le domaine de calcul et y initier les conditions initiales et frontières. À chaque pas de temps, le code va calculer les caractéristiques  $\lambda_i$  (2.8 à 2.11) qui sont nécessaires pour calculer les flux aux interfaces entre cellules voisines. Au vu de la méthode couplée, il va alors résoudre les équations de *Saint-Venant* et d'*Exner* en même temps.

Le calcul pour ce pas de temps étant résolu, on va alors enregistrer les résultats

dans un fichier *pic* avant de passer au pas de temps suivant et ceci jusqu'à la fin de la simulation introduit dans *data.txt*.

## 2.6 Contributions

Le code *Hydroflow* fonctionnait uniquement avec la formule de transport solide de *Meyer-Peter & Muller*, il nous fallait alors implémenter les autres équations de fermetures énoncées dans le chapitre (1.2.3) et pouvoir passer d'une équation à l'autre facilement. L'idée est d'indiquer dans le fichier d'entrée "*data.txt*" le souhait d'utiliser l'une ou l'autre équation de fermeture. Ceci est réalisé en rajoutant une ligne supplémentaire dans laquelle apparaît un chiffre entier comme illustré sur la figure :

```
! =====  
! Sediment transport and height  
! =====  
! Sediment transport (1 = yes, 0 = no)  
1  
! Initial sediment level (only if sediments)  
1  
input\sediments_level.txt  
! Closure formula (for erosion)  
7
```

FIGURE 2.6: Fichier d'entrée "*data.txt*"

Ce chiffre va de 1 à 7 et correspond au numéro de l'équation de transport utilisé comme représenté dans la liste ci-dessous :

1. Meyer-Peter & Muller (1948)
2. Van Rijn (1984)
3. Wu et al. *Bedload* (2000)
4. Camenen et Larson (2005)
5. Mehta et Maa (1987)
6. Wu et al. *Total load* (2000)
7. Meyer-Peter & Muller *Modifié* (1948)

Une fois le code lancé, `CDomain.cpp` va faire correspondre notre chiffre donné dans *data.txt* à une variable globale nommée "Closure" qu'on a implémenté.

Chaque formule de transport ainsi que ses dérivées selon  $h$  et  $q$  ont été implémentées dans les fonctions `double CCell::Qs()`, `double CCell::Dqsdq()` et `double CCell::Dqsdh()` se trouvant dans le fichier `CCell.cpp`. On a

implémenté de manière similaire les mêmes modifications dans le fichier `CInterface.cpp`.

Le passage d'une formule à l'autre est réalisé à l'aide d'une instruction "switch" qui modifie notre variable "Closure" en la valeur donnée en entrée. Grâce à cette variable, lorsque le code va parcourir les fichiers `CCell.cpp` et `CInterface.cpp`, elle va utiliser les formules `Qs()`, `Dqsdh` et `Dqsdq` adéquates.

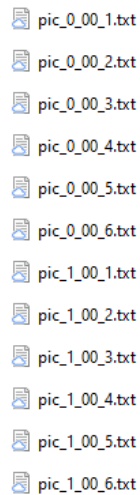


FIGURE 2.7: Fichiers de sortie adaptés aux modifications.

La variable "Closure" remplit également d'autres rôles. Elle intervient entre autres dans les données de sorties anciennement générées comme suite "pic\_t\_00.txt", où  $t$  correspond au temps en secondes à laquelle on souhaiterait avoir des informations sur l'évolution de la simulation. Dans notre cas, on a modifié le fichier `CPicture.cpp` comme suite : "`pic_t_00_Closure.txt`" où "Closure" correspond au numéro de la formule de transport énoncé précédemment. Ceci permet entre autres de faire un post-traitement efficace sans que les différents fichiers de sorties n'écrasent les précédentes tel qu'illustré sur la figure (2.7) ci-contre :

Tout au long de la simulation, un historique des événements (= "`logfile`") est tenu donnant des informations sur la simulation en cours. Dans notre cas, nous avons également ajouté une ligne indiquant la formule de transport utilisée. Là encore, notre variable "Closure" intervient et indique en toute lettre la formule utilisée (voir figure (2.8) ). La modification du fichier "`log.txt`" se trouve dans le fichier `CDomain.cpp`

```

=====
Meyer Peter Muller (tau_c=0.26)
Name of the simulation:
Hydroflow-Simulation
=====
Generic parameters of the run:
Start time: 0 s
End time: 4317 s
Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) number: 0.9
=====

```

FIGURE 2.8: Fichier "`log.txt`" indiquant la formule de transport utilisée.

Avec ces fichiers de sortie "`pic`", modifiés pour prendre en compte les différentes formules de transport, on va pouvoir les post-traiter. Pour post-traiter les résultats,

nous avons choisi d'utiliser le code python mentionné plus haut et avons également créer des fonctions sur *MatLab*. Le code python a également subi des modifications pour la prise en compte des différentes formules de transport, aussi bien pour générer les fichiers d'entrées que le post-traitement des fichiers de sorties.

# Chapitre 3

## Comparaison des modèles de transport solide

Ce chapitre traite des simulations réalisées à l'aide des différents modèles de transport solide. On compare également les performances des différentes formules face aux données expérimentales.

### 3.1 Motivation des expériences

L'objectif derrière les cas test de ce chapitre est de vérifier l'efficacité de nos équations de fermetures face à des données expérimentales et de comprendre la physique derrière ces ruptures de digues.

Les deux cas test sont les suivants :

- Rupture de digue en laboratoire : Deux digues ayant des granulométries différentes. On va pouvoir vérifier les mécanismes de ruptures des deux digues et voir l'impact des sédiments fins et des sédiments grossiers sur la simulation.
- Rupture de digue au laboratoire LNEC : Expérience à l'aveugle d'une rupture de digue datant de 2021 sur lesquels deux chercheurs de l'UCLouvain se sont plongés et par lesquels on a eu des échos sur la difficulté du projet. On veut alors à notre tour se plonger dans ce projet et voir si avec notre modèle, on peut arriver à des résultats prometteurs.

## 3.2 Rupture de digue par submersion en laboratoire

La première expérience qu'on va simuler sont deux digues qui ont été réalisées dans le laboratoire d'hydraulique de l'*iMMC (Institute of Mechanics, Materials and Civil Engineering)* à Louvain-la-neuve dans le cadre d'un travail de fin d'études de Rémi Dujardin & Charles Descantons (2014) [13]. Ces digues ont également été étudiées dans le cadre de la thèse de doctorat de Fabian Franzini (2017) [18]. Cette expérience avait pour but entre autres de mesurer l'évolution de la largeur d'une brèche initiale. Les deux digues ont pour principale différence leur composition, l'une ayant été construite avec un sable grossier  $d_{50} = 1.7$  et l'autre avec un sable fin  $d_{50} = 0.71$ .

Les deux digues ont été réalisées dans un canal de 12m de long et 1.2m de large. Dans les deux cas, la digue se trouve à 2.88m de l'entrée. Pour la simulation numérique des deux digues, nous allons considérer les équations de fermetures mentionnées à la section (1.2.3) et représentées sur la figure (3.1).

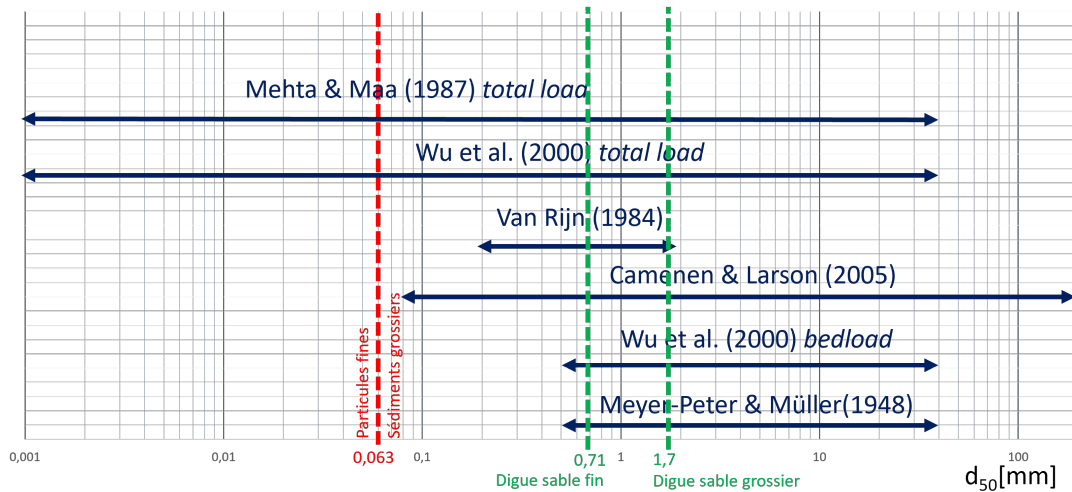


FIGURE 3.1: Équations de fermetures utilisées pour la simulation numérique des deux digues.

Nous allons également considérer l'opérateur rupture de berges avec les différents angles représentés sur la figure (3.2).

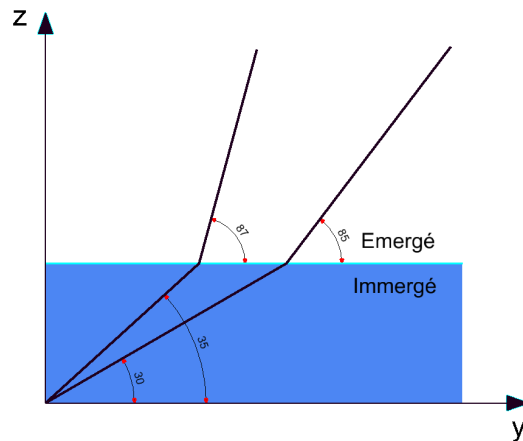


FIGURE 3.2: Angles de stabilités pour l'opérateur rupture de berges.

### 3.2.1 Dispositif pour la digue à sable grossier

La première digue est construite avec un sable grossier  $d_{50} = 1.7mm$  de densité  $s = 2.615$  et de porosité  $\epsilon_0 = 45\%$ . La digue mesure 1.3m à sa base pour une hauteur de 20cm avec une pente à l'amont et à l'aval de 1:3. La crête de la digue mesure 10cm et présente une brèche d'une profondeur de 3cm. A l'aval de la digue se trouve un lit de sédiment de 4cm d'épaisseur sur une longueur de 1m. La disposition de la digue est telle que représenté sur la figure (3.3) :

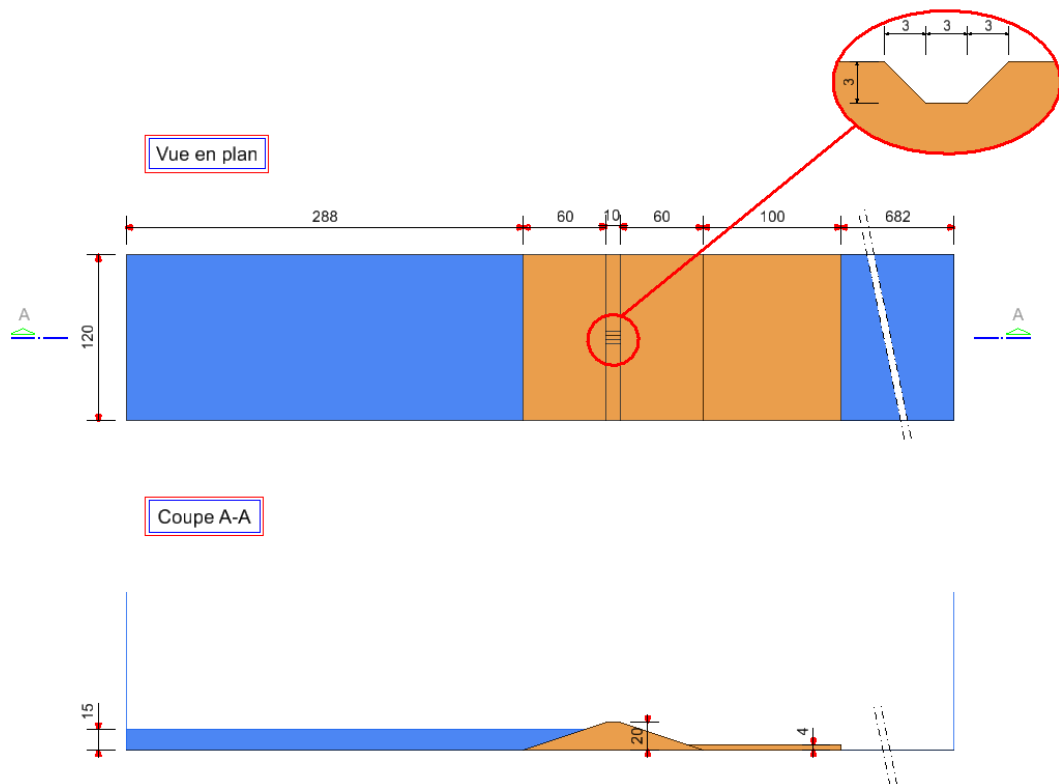


FIGURE 3.3: Disposition de la digue à sable grossier.

Pour la simulation numérique, nous avons considéré un réservoir amont avec une hauteur d'eau initiale de 15cm ainsi qu'un débit à l'entrée de  $4L/s$  (section 2.3.3). A l'aval, nous avons réduit la taille du canal à 6m et y avons considéré une condition transmissive (section 2.3.2).

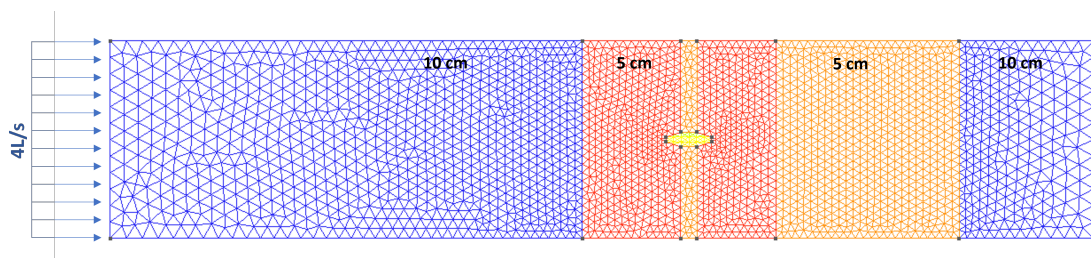


FIGURE 3.4: Maillage pour la simulation numérique de la digue en sable grossier.

Nous avons considéré un maillage fin (figure 3.4) pour les zones sur lesquelles se trouve la digue et le lit de sédiment, et un maillage plus grossier pour les réservoirs amont et aval. Ce qui conduit à avoir 5176 cellules.

### 3.2.2 Mécanisme de rupture de la digue à sable grossier

Au cours de l'expérience en laboratoire de la digue à sable grossier, *Fabian Franzini*[18] a pu observer que l'érosion verticale est prédominante en un temps  $t = 22s$  voir figure (3.5a). Ensuite vient l'érosion latérale de la brèche initiale en un temps  $t = 60s$  (3.5b) avant de s'élargir et de s'approfondir jusqu'à atteindre son état final en  $t = 600s$  (3.5d).

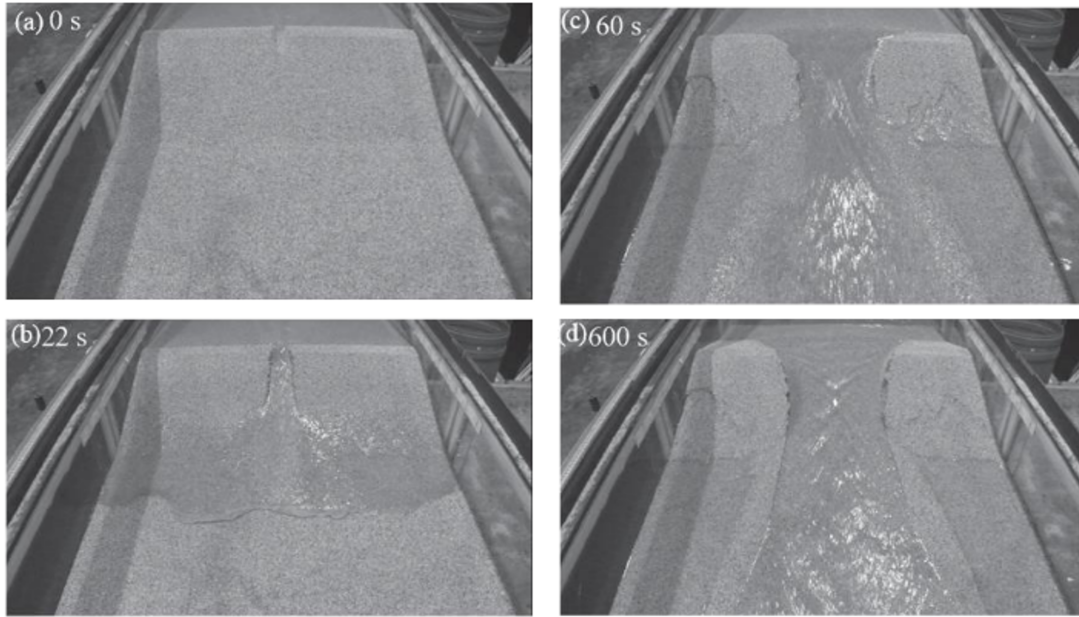


FIGURE 3.5: Évolution de la rupture de digue à sable grossier au cours de l'expérience en laboratoire.

Il est à noter que l'eau se trouvant à l'aval de la digue en  $t = 22s$  est due à de l'infiltration d'eau à travers la digue (*piping*), mais la rupture par submersion reste bien le mécanisme de rupture principale de la digue.

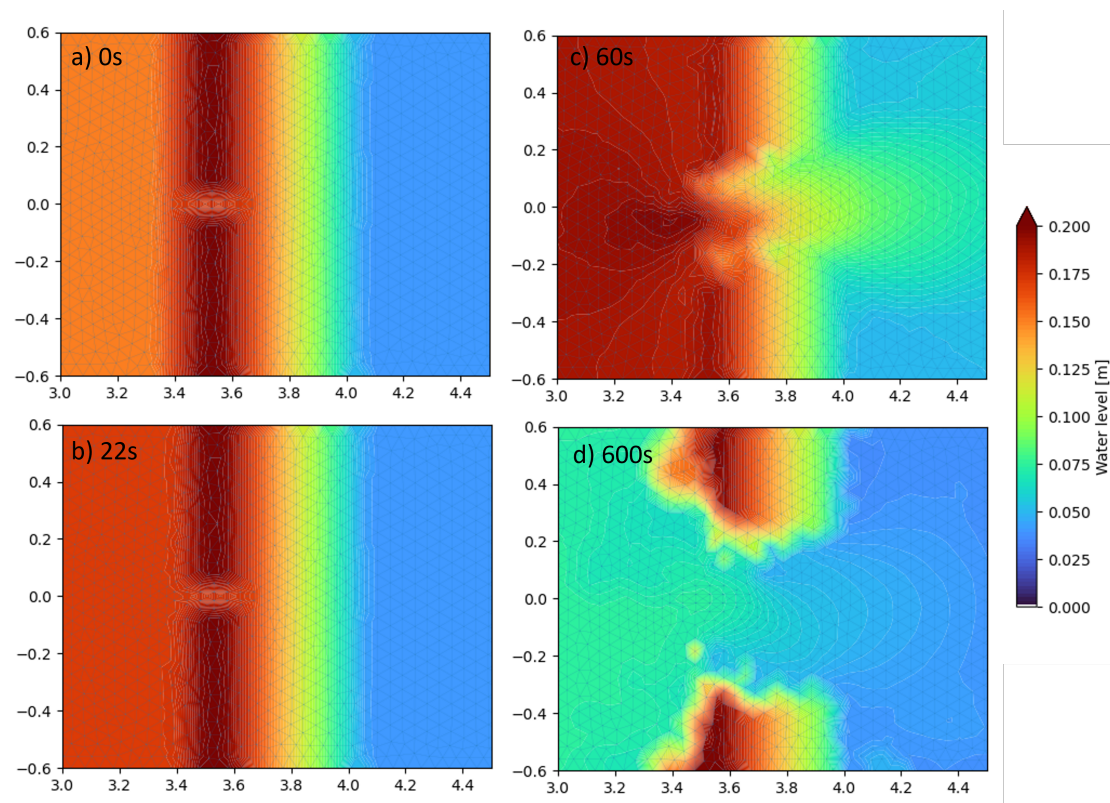


FIGURE 3.6: Simulation numérique de l'évolution de la rupture de digue à sable grossier.

Pour notre simulation, on peut observer que l'érosion verticale arrive plus tard que celle d'observée au cours de l'expérience en laboratoire. En effet, dans notre simulation, en  $t = 22s$  l'eau n'a pas encore atteint le niveau de la brèche initiale et ne commence l'érosion que vers  $t = 28s$ . Cette différence peut s'expliquer par le degré de précision de l'expérience en laboratoire. Néanmoins, l'évolution de la rupture de la digue suit celui de l'expérience. On peut notamment voir à la figure (3.6) qu'en temps  $t = 60s$ , la brèche s'est élargie et approfondie. Ceci est d'autant plus visible sur la figure (3.7) dans laquelle on montre le niveau des sédiments en  $t = 40s$  et dans laquelle on peut voir un canal se creuser en aval de la digue.

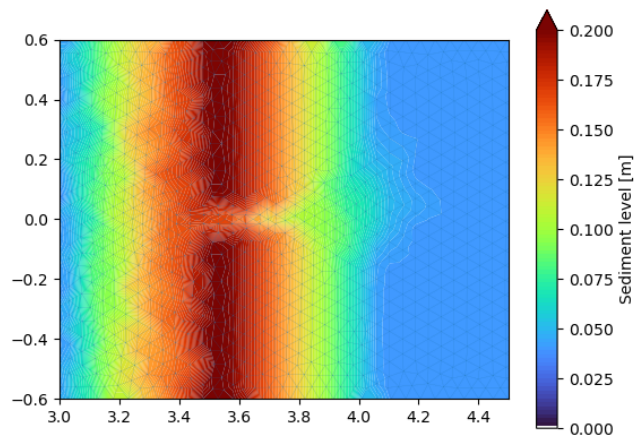


FIGURE 3.7: Niveau de sédiment pour la digue à sable grossier en  $t = 40s$ .

On peut observer que la simulation de la digue à sable grossier suit le mécanisme de rupture observé par *Visser (1998)* (voir section 1.3.2).

### 3.2.3 Évolution de la largeur de la brèche pour la digue à sable grossier

Il est intéressant de voir plus en détail l'évolution de la section et ainsi comparer les équations de fermetures mentionnées à la section (1.2.3). Les comparaisons sont étudiées aux temps  $t = [24 \ 46 \ 120 \ 600]s$  étant les instants pour lesquels on dispose des données expérimentales.

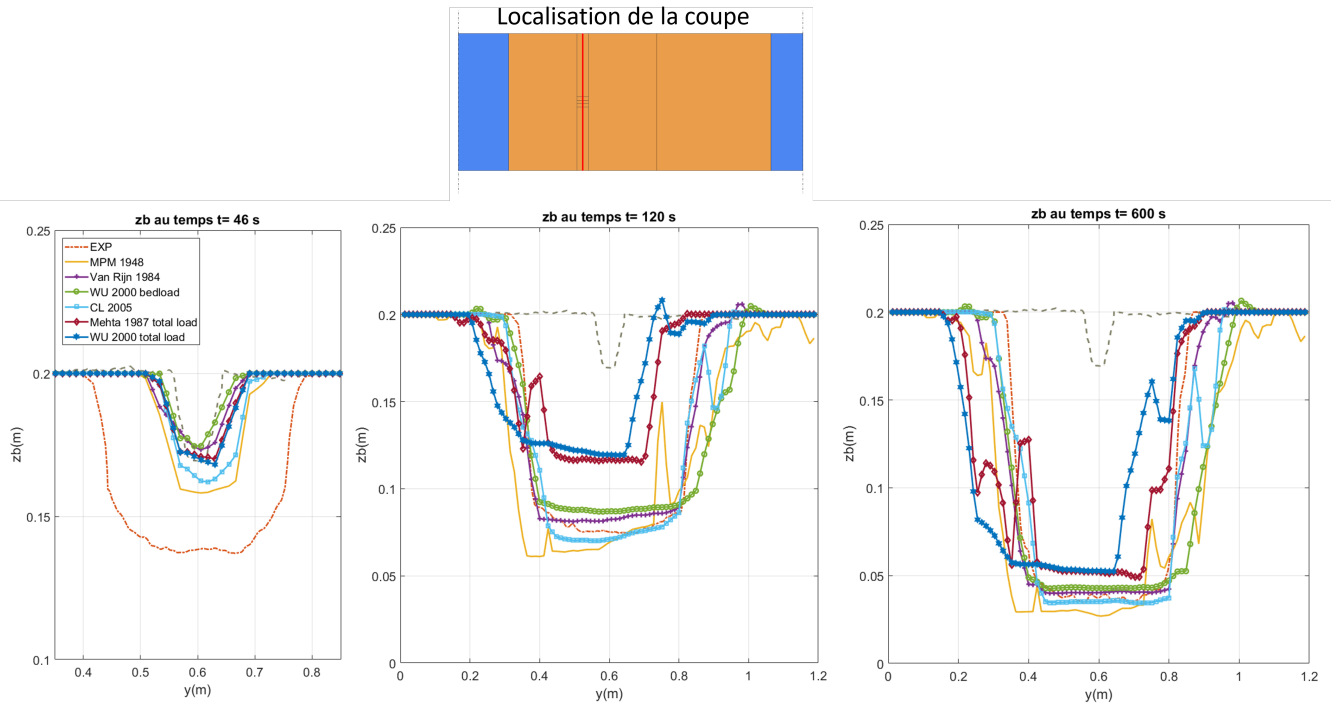
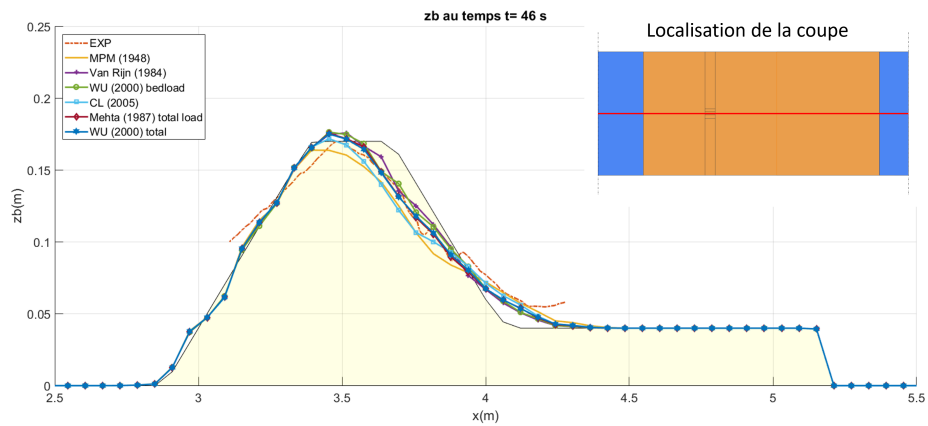


FIGURE 3.8: Évolution de la section de la digue à sable grossier suivant différentes équations de fermetures.

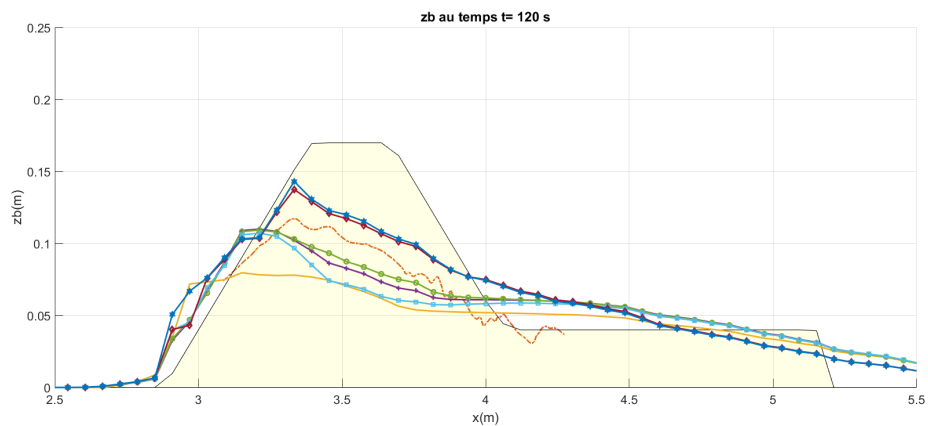
En  $t = 24s$ , l'eau n'ayant pas encore atteint la brèche, on n'a pas encore d'évolution de largeur ou de profondeur de la brèche. On peut observer sur la figure (3.8) en un temps  $t = 46s$  un retard de simulation par rapport à l'expérience réalisée en laboratoire comme dans le point précédent. En  $t = 120s$  on peut observer qu'il n'y a plus de retard et que la brèche s'est élargie et approfondie. Certaines équations montrent des pics et la symétrie par rapport au milieu de la brèche se perd. Notamment, on peut retenir les équations de fermetures de *Mehta et Maa (1987)* et celle de *Wu et al. (2000)* 1.2.3 qui s'écartent le plus des données expérimentales. En effet, ces deux équations sont des équations de *total load* et ont entre autres pour but de s'éroder plus lentement que les autres équations figurant sur le graphique. A la fin de la simulation en  $t = 600s$  on peut toujours observer des pics, néanmoins la taille des pics est bien amoindrie. On remarque que les équations de *total load* ont les pics les plus allongés alors que les équations de *bed load*. Globalement, les différentes équations de transport représentent avec une assez bonne précision le niveau des sédiments  $z_b$  dans la brèche et son élargissement.

### 3.2.4 Évolution de la rupture de digue à sable grossier le long de l'axe central

On peut également comparer nos équations de fermetures aux données expérimentales aux mêmes instants  $t = [24 \ 46 \ 120 \ 600]s$  le long de l'axe central du canal passant au milieu de la brèche. Les différents résultats sont repris à la figure :

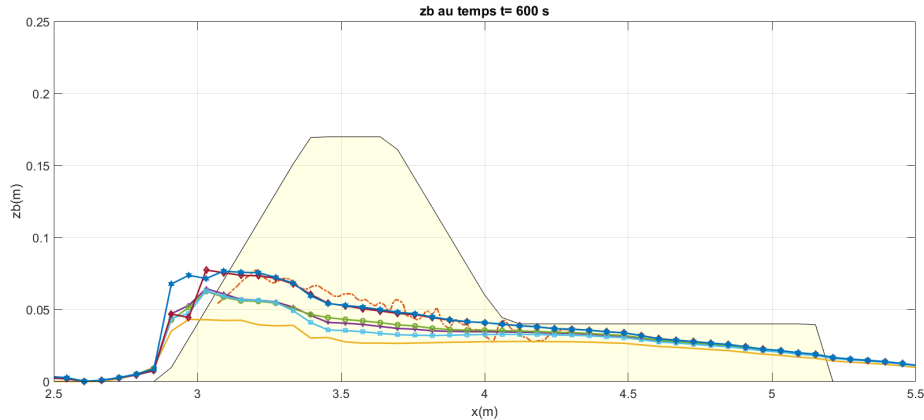


(a)



(b)

FIGURE 3.9: Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal.



(c)

FIGURE 3.9: Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal (suite).

En  $t = 24s$  l'eau n'ayant pas encore atteint le niveau de la brèche, aucune évolution de la morphologie de la digue n'est observable. En  $t = 46s$  (3.9a), l'érosion à l'aval de la digue a commencé et chacune de nos équations de fermeture érodent la digue à l'aval de manière similaire et on observe un aplatissement de la pente en aval. En  $t = 120s$  (3.9b) la digue continue à s'aplatir et on peut noter comme pour la section précédente que nos équations de *total load* s'érodent plus lentement que les équations de *bedload*. À la fin de la simulation en  $t = 600s$  la pente de fond s'est très aplatie (3.9c). Les équations de fermetures de type *total load* donnent des résultats très proches des données expérimentales. On peut également noter la présence d'un effondrement de la digue à l'amont.

### 3.2.5 Dispositif pour la digue à sable fin

La deuxième digue est construite avec un sable fin  $d_{50} = 0.71mm$  de densité  $s = 2.615$  et de porosité  $\epsilon_0 = 44\%$ . La digue mesure 1.3m à sa base pour une hauteur de 21.7cm avec une pente à l'amont et à l'aval de 1:3 et présente une brèche d'une profondeur de 4.7cm. A l'aval de la digue se trouve un lit de sédiment de 4cm d'épaisseur sur une longueur de 1m. La disposition de la digue est telle que représentée sur la figure (3.10) :

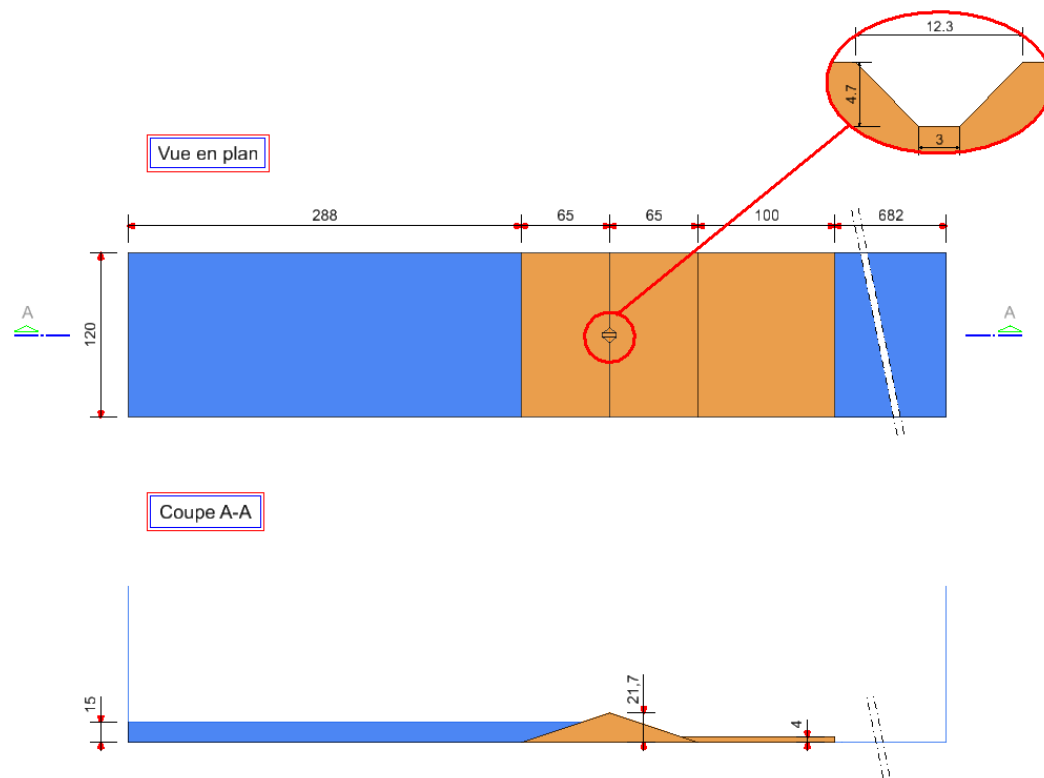


FIGURE 3.10: Disposition de la digue à sable fin.

### 3.2.6 Conditions initiales et maillage pour la simulation numérique

Pour la simulation numérique, nous avons considéré comme pour la digue en sable grossier, un réservoir amont avec une hauteur d'eau initiale de 15cm ainsi qu'un débit à l'entrée de  $4L/s$  (section 2.3.3). A l'aval, nous avons réduit la taille du canal à 6m et y avons considéré une condition transmissive (section 2.3.2).

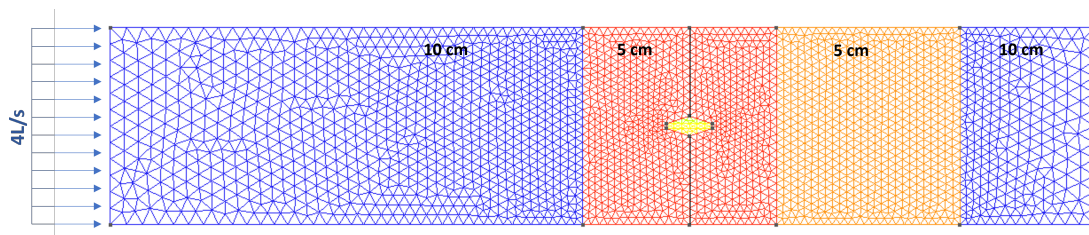


FIGURE 3.11: Maillage pour la simulation numérique de la digue à sable fin.

Nous avons considéré un maillage (figure 3.11) fin pour les zones sur lesquelles se

trouve la digue et le lit de sédiment, et un maillage plus grossier pour les réservoirs amont et aval. Ce qui conduit à avoir 5154 cellules.

### 3.2.7 Mécanisme de rupture de la digue à sable fin

Au cours de l'expérience en laboratoire de la digue à sable fin, des observations similaires à celles décrites à l'expérience de la digue à sable grossier ont pu être observées, mais à des temps différents. *Fabian Franzini*[18] a pu observer que l'érosion verticale est prédominante en un temps,  $t = 27s$  voir figure (3.12a). Ensuite vient l'érosion latérale de la brèche initiale en un temps  $t = 57s$  (3.12b) avant de s'élargir et de s'approfondir jusqu'à atteindre son état final en  $t = 600s$  (3.12d).

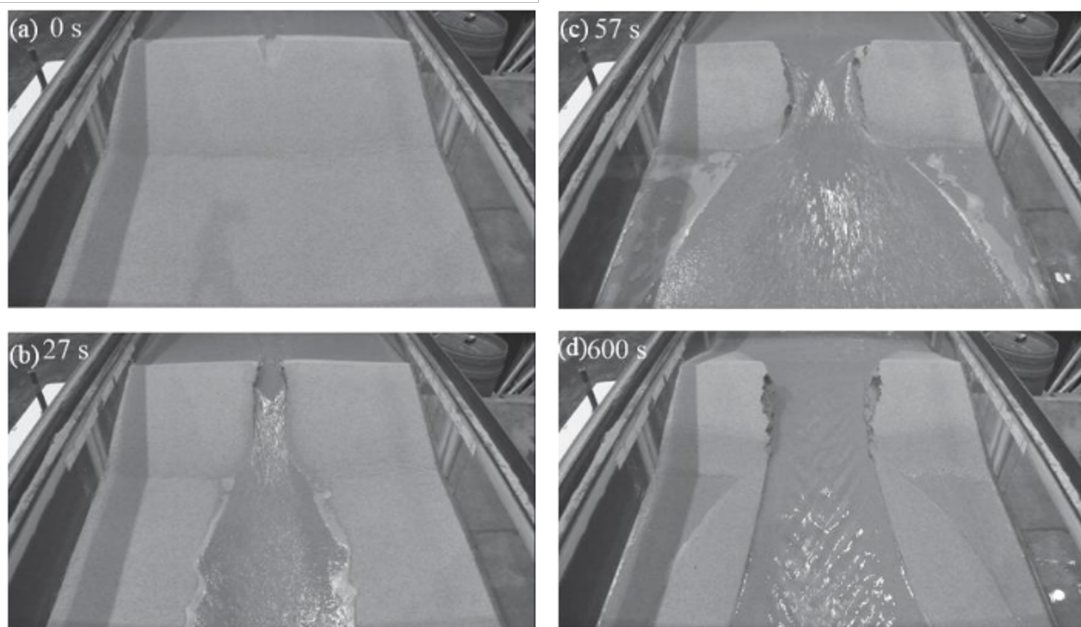


FIGURE 3.12: Évolution de la rupture de digue à sable fin au cours de l'expérience en laboratoire.

On peut noter une différence par rapport à l'expérience de la digue à sable grossier, c'est que le phénomène d'infiltration d'eau n'est plus présent pour la digue à sable fin comme on peut le voir à la figure (3.12b).

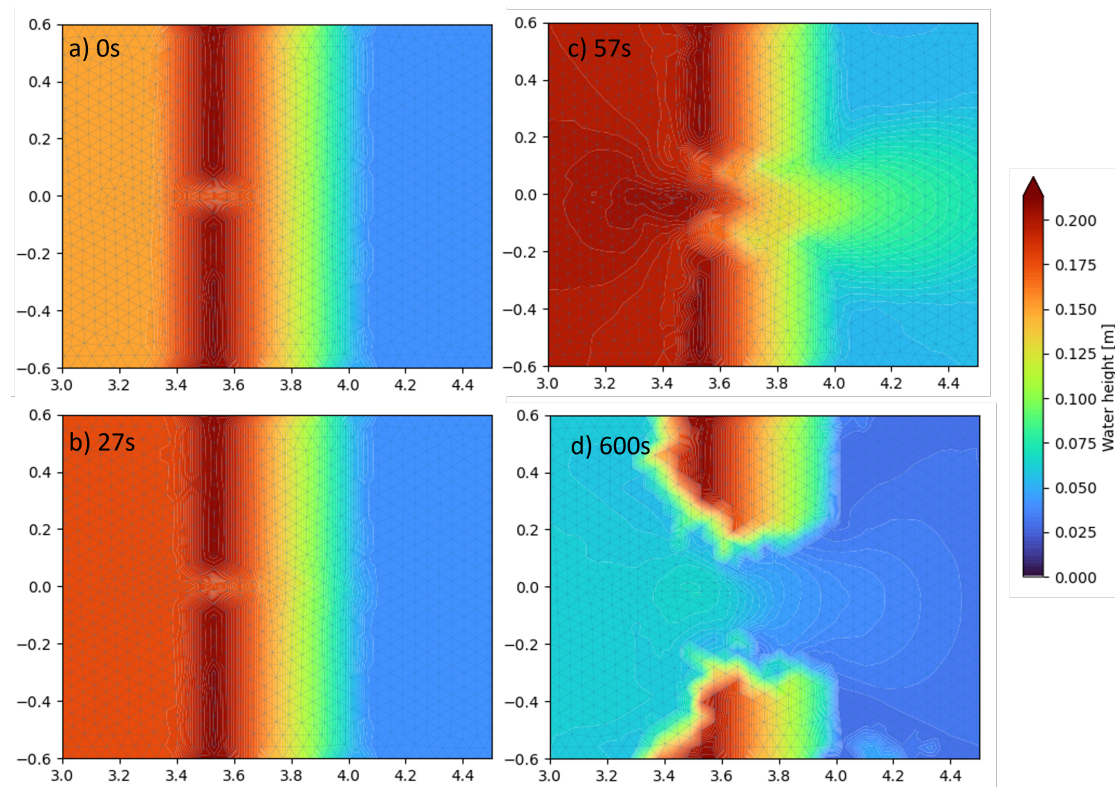


FIGURE 3.13: Simulation numérique de l'évolution de la rupture de digue à sable fin.

Pour notre simulation, on peut observer que l'érosion verticale arrive plus tard que celle d'observée au cours de l'expérience en laboratoire. En effet, dans notre simulation, en  $t = 27s$  l'eau n'a pas encore atteint le niveau de la brèche initiale et ne commence l'érosion que vers  $t = 35s$ . Cette différence peut s'expliquer par le degré de précision de l'expérience en laboratoire. Néanmoins, l'évolution de la rupture de la digue suit celle de l'expérience et suit le mécanisme de rupture tel qu'observé par *Visser (1998)* (voir section 1.3.2). On peut notamment voir à la figure (3.13) qu'en temps  $t = 57s$ , la brèche s'est élargie et approfondie. Ceci est d'autant plus visible sur la figure (3.14) dans laquelle on montre le niveau des sédiments en  $t = 40s$  et dans laquelle on peut voir un canal se creuser en aval de la digue.

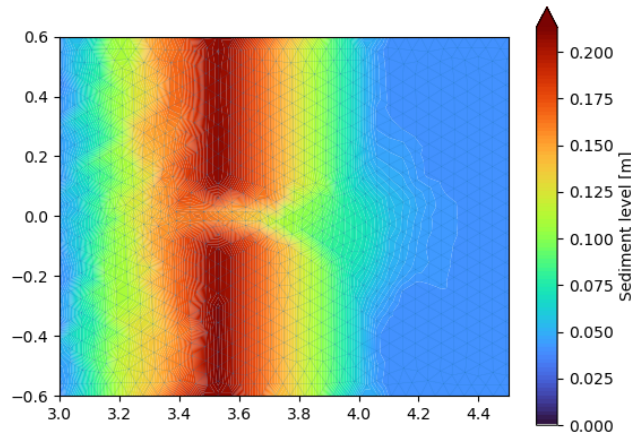


FIGURE 3.14: Niveau de sédiment pour la digue à sable fin en  $t = 40s$ .

### 3.2.8 Comparaison des équations de fermetures pour l'évolution de la largeur de la brèche (digue à sable fin)

Lors des essais numériques, nous nous sommes aperçus que certaines équations de transport n'aboutissaient pas jusqu'à la fin de la simulation, systématiquement le programme plante au bout d'une minute de simulation. Les équations en question sont celles de *Van Rijn (1984)* ainsi que celle de *Wu et al. (2000)* 1.2.3, deux équations pour le *bed load*. Plusieurs corrections ont été adoptées afin de corriger l'erreur. On a d'abord dans un premier temps supprimé la brèche initiale et dans un second temps désactivé l'opérateur rupture de berge. Nous avons également considéré un maillage plus fin au vu de la taille moyenne des grains. Aucun de ces changements n'a abouti à une simulation, nous avons donc décidé de ne pas considérer ces deux équations de transport pour la suite de ce chapitre et pour des tailles de grains faibles (comme dans ce cas-ci  $d_{50} = 0.71mm$ ).

On va de nouveau s'intéresser à l'évolution de la brèche suivant les différentes équations de fermetures de la section (1.2.3). Les comparaisons sont également étudiées aux temps pour lesquels on dispose des données expérimentales, c'est-à-dire aux temps  $t = [24 \ 46 \ 120 \ 600]s$ .

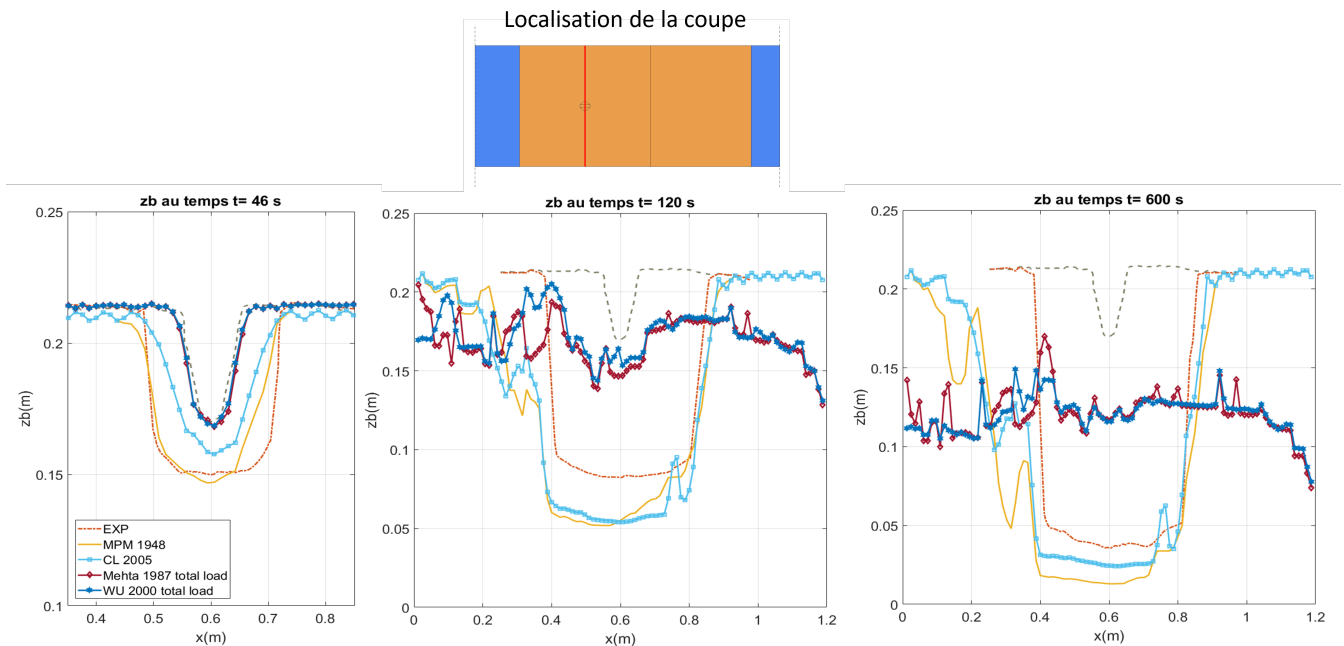


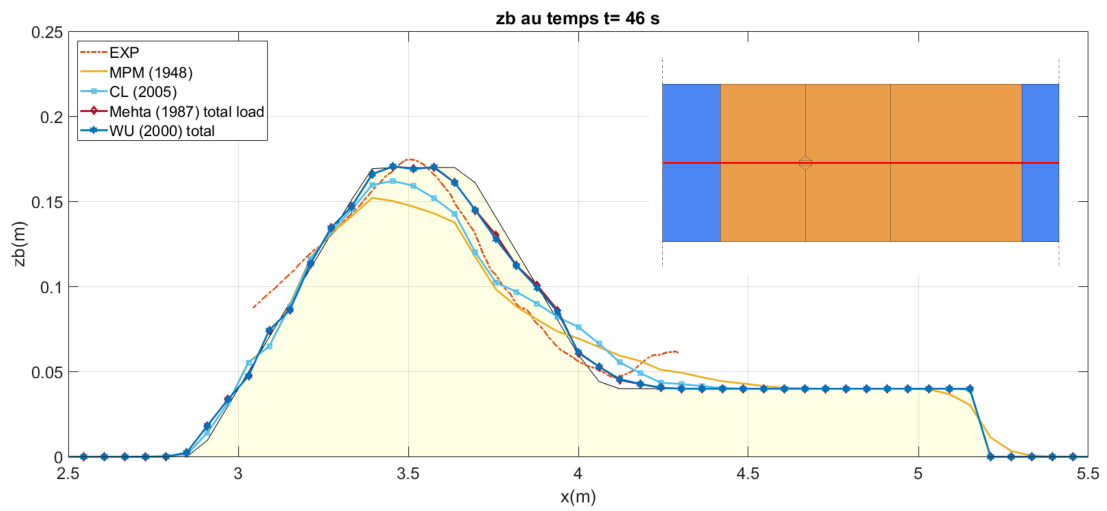
FIGURE 3.15: Évolution de la section de la digue à sable fin suivant différentes équations de fermetures.

On voit sur la figure (3.15) en un temps  $t = 120s$  les deux équations de fermetures pour le *total load* s'érodent nettement moins que celles de *Meyer-Peter & Muller* et *Camenen et Larson* prévus pour du *bedload*. On voit également que les deux équations de *total load* présentent une érosion généralisée sur toute la largeur de la digue, ceci signifie que l'eau ne passe pas ni dans la brèche, ni sur toute la largeur du canal. L'opérateur rupture de berges est alors également actif sur toute la largeur du canal, cassant les berges et ajoute ainsi des sédiments sur le lit qui devront donc également être transportés, ce qui ralentit l'érosion de la digue. On peut également noter que la rupture de berges n'est pas symétrique pour le temps  $t = 120s$  et  $t = 600s$ .

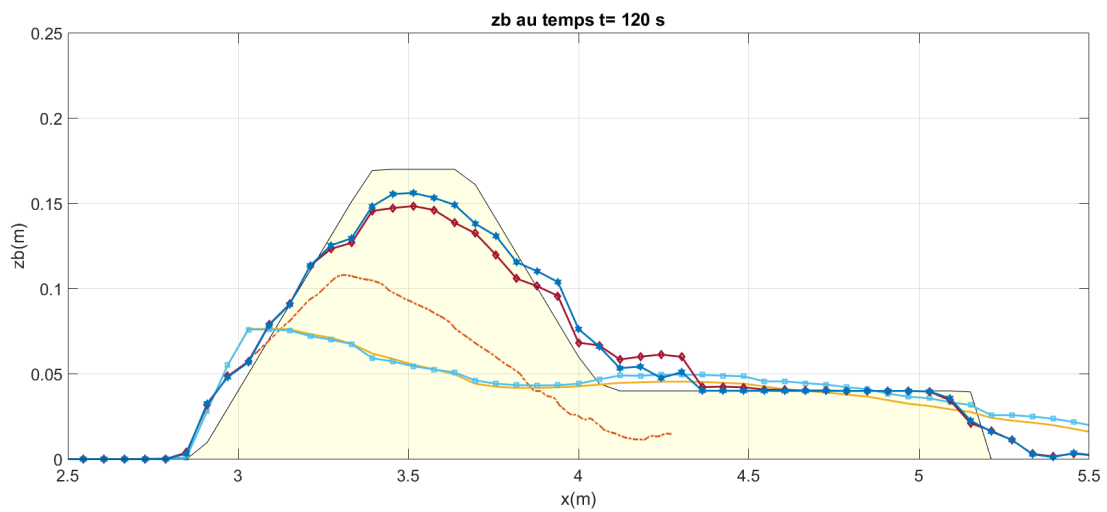
On peut noter qu'au temps  $t = 600s$  que le phénomène observé au temps  $t = 120s$  s'améliore légèrement en aplatissant les différents pics.

### 3.2.9 Évolution de la rupture de digue à sable fin le long de l'axe central

Comme pour la digue à sable grossier, nous allons comparer nos équations de fermetures le long de l'axe central de la digue.

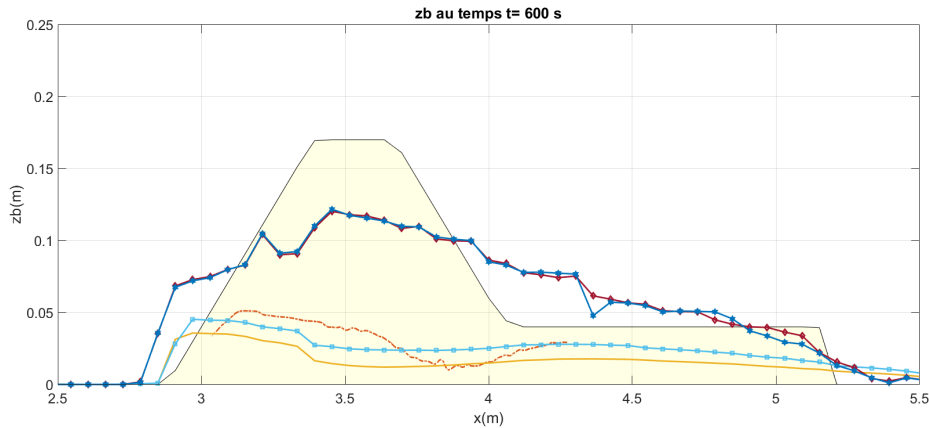


(a)



(b)

FIGURE 3.16: Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal.



(c)

FIGURE 3.16: Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal (suite).

On peut voir sur la figure (3.16b) qu'au temps  $t = 120s$ , les deux équations de fermetures pour le *bedload* sont relativement proches l'une de l'autre et adoptant un comportement d'érosion similaire. On voit que ces deux équations commencent par éroder la digue jusqu'à une certaine pente du lit de sédiment avant d'éroder le lit de sédiment de 1m pour 4cm d'épaisseur.

Pour ce qui est des équations de *total load* comme mentionné plus haut, l'érosion de la digue se fait très lentement. Les sédiments issus des berges de la digue et de la digue elle-même se retrouve déposés sur le lit de sédiment qui était initialement à 4cm d'épaisseur.

### 3.2.10 Discussion

On a pu voir dans les sous-chapitres précédents que les équations de fermetures représentent avec une bonne précision le niveau de sédiment d'une digue homogène composée de sable grossier. Les équations de fermetures de type *bedload* ont tendance à être plus diffusives que les équations de type *total load*. Les résultats issu des deux types d'équations simulent avec une bonne précision le niveau de sédiment de la digue au cours de sa rupture.

Pour la simulation de la digue à sable fin, les équations de type *total load* s'érodent trop peu à cause de l'influence de l'opérateur rupture de berges, il faut alors adapter les angles de stabilité de celui-ci afin de se rapprocher de la réalité. Quant aux équations de type *bedload*, elles ont pu représenter la rupture de digue à sable

fin similaire à l'expérience réalisée en laboratoire.

### 3.3 Expérience LNEC

Dans le cadre d'une expérience à l'aveugle mettant en scène la rupture d'une digue homogène par submersion menée par le *LNEC* (Laboratório Nacional de Engenharia Civil) situé à Lisbonne dont l'installation est représentée à la figure (3.17), plusieurs chercheurs se sont penchés sur la simulation numérique de celle-ci connaissant les différentes conditions initiales. L'UCLouvain y a également participé, représenté par *Robin Meurice* ainsi que *Masoumeh Ebrahimi*. Ils ont simulé l'expérience [15] menée par le *LNEC* avec un schéma découplé pour *Robin Meurice* et un schéma couplé pour *Masoumeh Ebrahimi*. Nous allons simuler la même digue voir figure (3.18) avec un schéma couplé et en utilisant les différentes équations de fermetures énoncées en section (1.2.3).



FIGURE 3.17: Vue générale de l'installation en laboratoire.

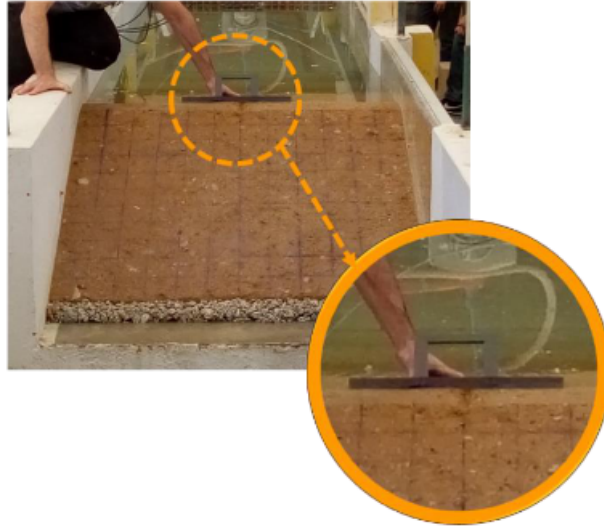


FIGURE 3.18: Représentation de la digue avant l'expérience.

### 3.3.1 Dispositif de l'expérience

Le canal dans lequel a eu lieu l'expérience mesure 6m de long pour 1.2m de large, aboutissant dans un réservoir de 3.6m de long pour 2m de large et 55cm de profondeur.

La digue se trouve à 3.65m de l'entrée, mesure 2.2m de long pour 1.2m de large et a une hauteur de 45cm. La digue a une crête de 17cm de large et se trouve à 90cm du bord amont et présente également une brèche de 3cm de large pour une profondeur de 1.5cm. Une jauge mesurant le niveau d'eau est placée à 2.3m de la crête dans le réservoir en amont de la digue. La géométrie du canal ainsi que de la digue est représentée à la figure (3.19).

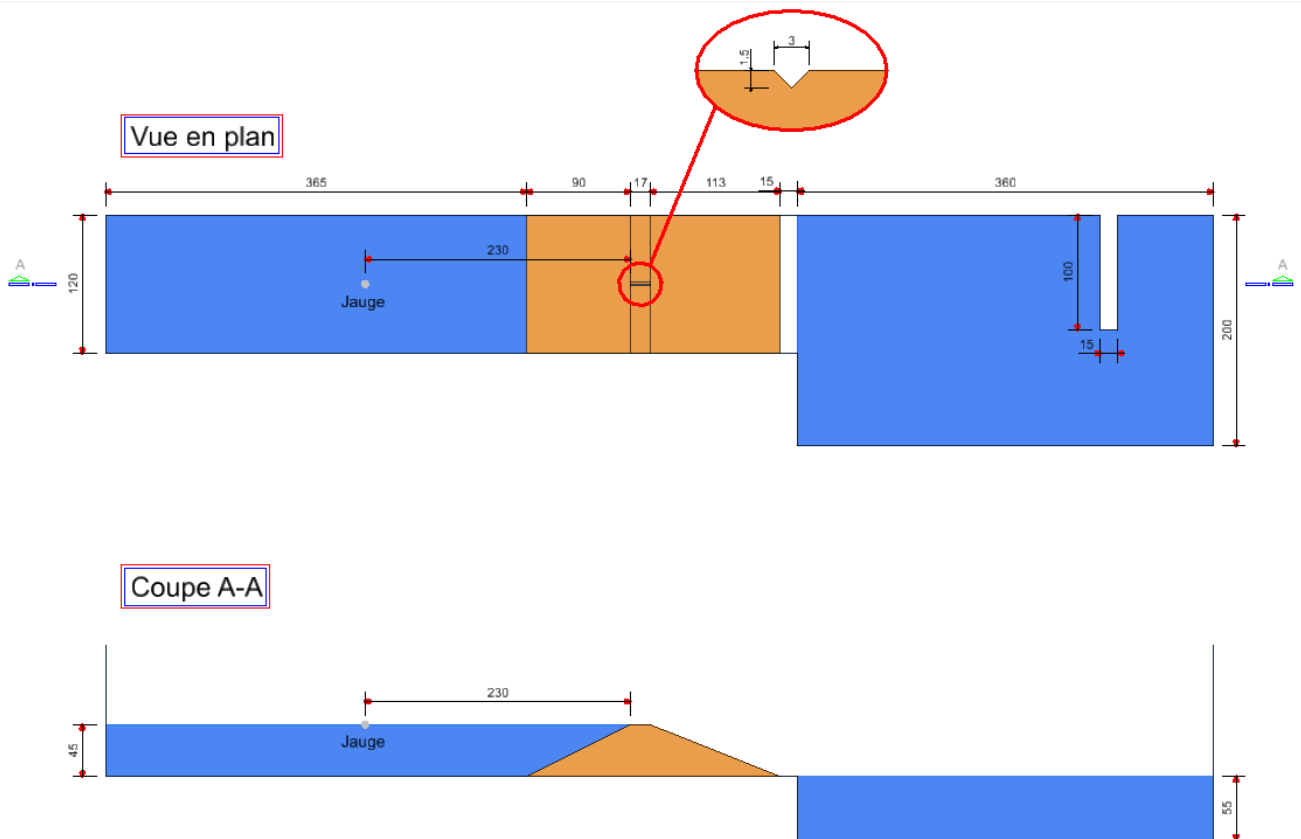


FIGURE 3.19: Vue en plan et coupe de la digue homogène.

Le matériau utilisé pour la construction de la digue est un sable limoneux avec 27% de fines et une répartition de la taille des grains tel que représenté sur la figure (3.20) avec le diamètre moyen des grains de  $d_{50} = 0.32mm$ , une densité de  $s = 2.69$  et une porosité de  $\epsilon_0 = 0.328$ .

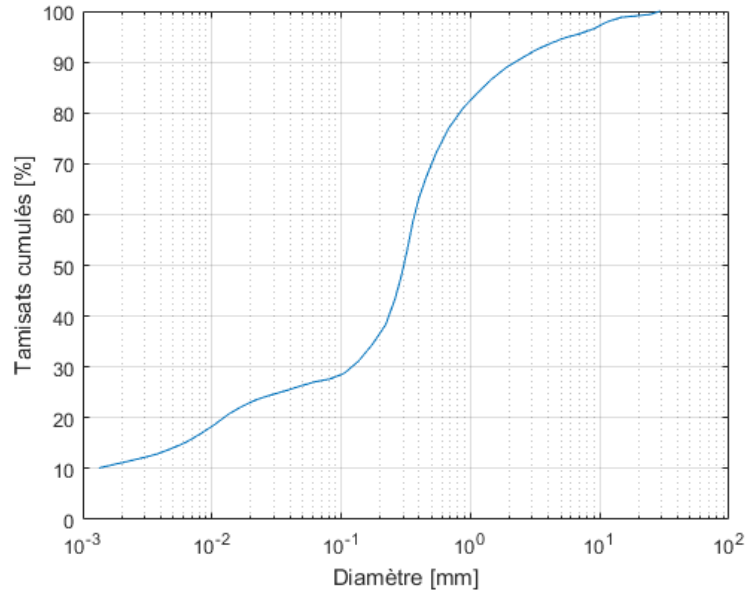


FIGURE 3.20: Granulométrie du sol constituant la digue homogène.

Les différentes caractéristiques supplémentaires du sol mis en œuvre pour la digue fournies par le laboratoire *LNEC* est repris dans le tableau ci-dessous :

Poids volumique sec $\gamma_{bulkdry}$	17.56 $kN/m^3$	Cisaillement critique	36.7 $N/m^2$
Compactage (Proctor standard)	90%	Limite liquide	17.5 (Sol non cohésif)
Teneur en eau optimal	10.1%	Angle de frottement	30-35°

TABLE 3.1: Données supplémentaires fournies par *LNEC* concernant le sol de la digue.

### 3.3.2 Conditions initiales et maillages pour la simulation numérique

Pour la simulation numérique, nous avons considéré deux maillages, un fin et l'autre plus grossier, afin de voir l'influence de la taille du maillage sur les résultats de la simulation numérique.

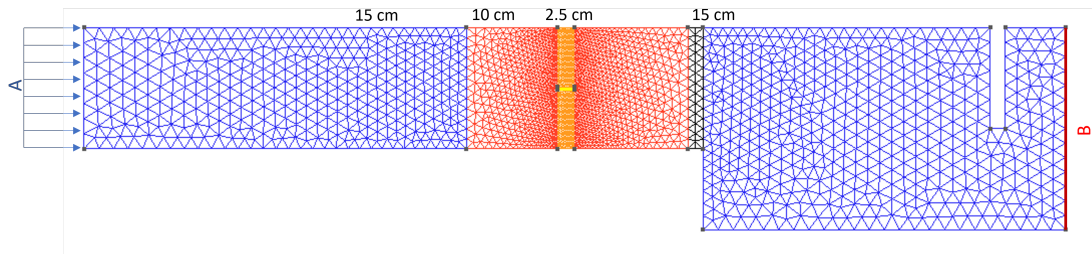


FIGURE 3.21: Maillage grossier pour la simulation de la digue homogène (expérience *LNEC*).

Pour le maillage grossier, nous avons un total de 5234 cellules allant de 15cm dans le réservoir d'eau à un maillage allant de 10 à 2.5cm pour la digue.

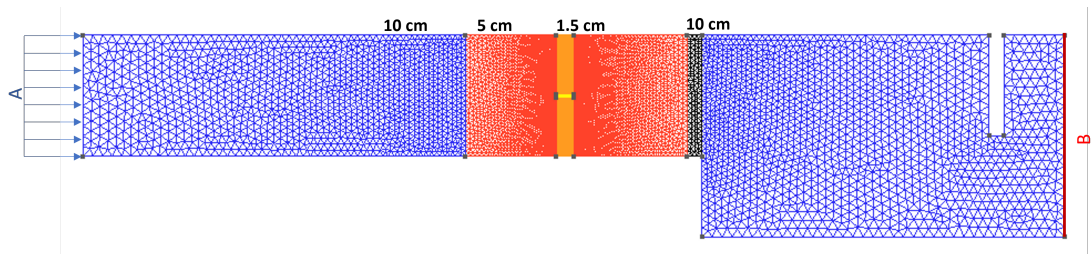


FIGURE 3.22: Maillage fin pour la simulation de la digue homogène (expérience *LNEC*).

Pour le maillage fin, nous avons un total de 15248 cellules allant de 10cm dans le réservoir d'eau à un maillage allant de 5 à 1.5cm pour la digue.

Nous avons considéré pour les conditions initiales un niveau d'eau initial de 45cm dont l'évolution au cours du temps est représentée dans la figure (3.23 gauche) dans le réservoir amont. Un débit est également imposé à l'entrée suivant l'hydrogramme fourni par *LNEC* sur lequel on peut voir que les mesures sont prises jusqu'au temps  $t = 4317s$  et sont visibles à la figure (3.23 droite). Finalement, on a considéré une condition transmissive à l'aval (bord B dans les figures 3.21 et 3.22).

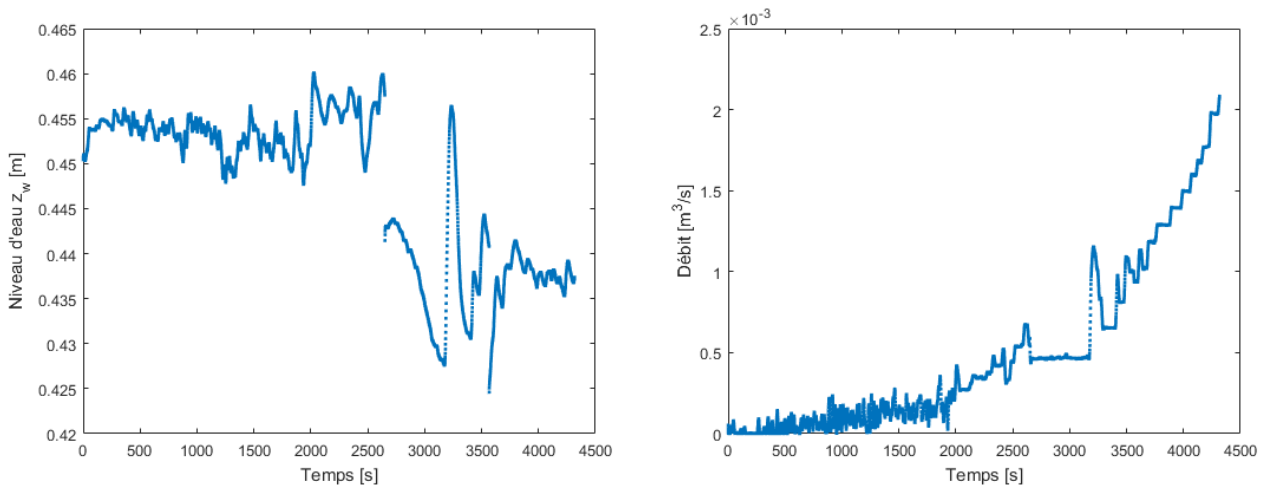


FIGURE 3.23: Niveau d'eau à la gauge (à gauche) et hydrogramme pour le débit à l'entrée (à droite).

Au vu de la taille des grains  $d_{50} = 0.32mm$ , nous avons fait une première simulation pour vérifier que les erreurs, concernant les deux équations de fermetures *Van Rijn (1984)* et *Wu et al. (2000)*, survenues à l'essai de la digue à sable fin, se répètent dans cette simulation. Ce qui est effectivement le cas, nous allons donc nous passer de ces deux équations de fermetures pour l'expérience de la digue homogène de *LNEC*.

### 3.3.3 Résultats de la simulation suivant l'énoncé donnée par *LNEC*

Pour la première simulation, nous avons considéré l'équation de fermeture de *Wu et al. (2000) total load* ainsi que l'opérateur rupture de berges avec les différents angles critiques tel que représenté sur la figure

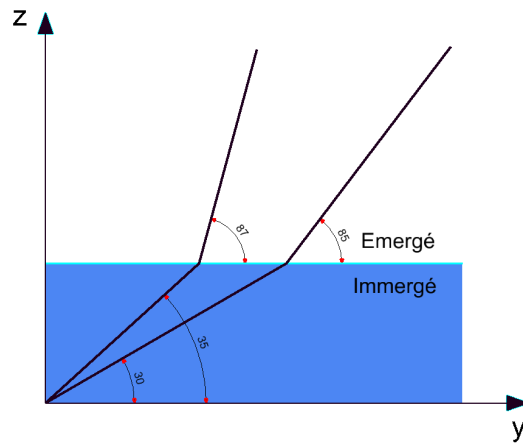


FIGURE 3.24: Angles de stabilité pour l'opérateur rupture de berges considéré pour la digue *LNEC*.

Lors du traitement des résultats de cette simulation, nous avons rencontré un premier problème qui est visible à la figure 3.25 ainsi que 3.25 indiquant une vue en plan du niveau d'eau à la position de la digue ainsi que le profil du niveau de sédiment le long de l'axe central de la digue en un temps  $t = 150s$ .

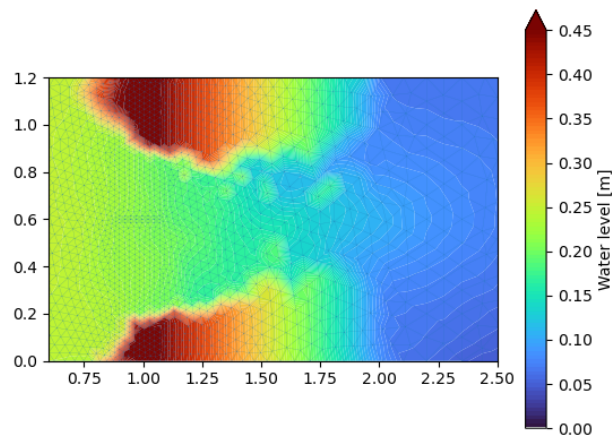


FIGURE 3.25: Niveau d'eau en un temps  $t = 150s$ .

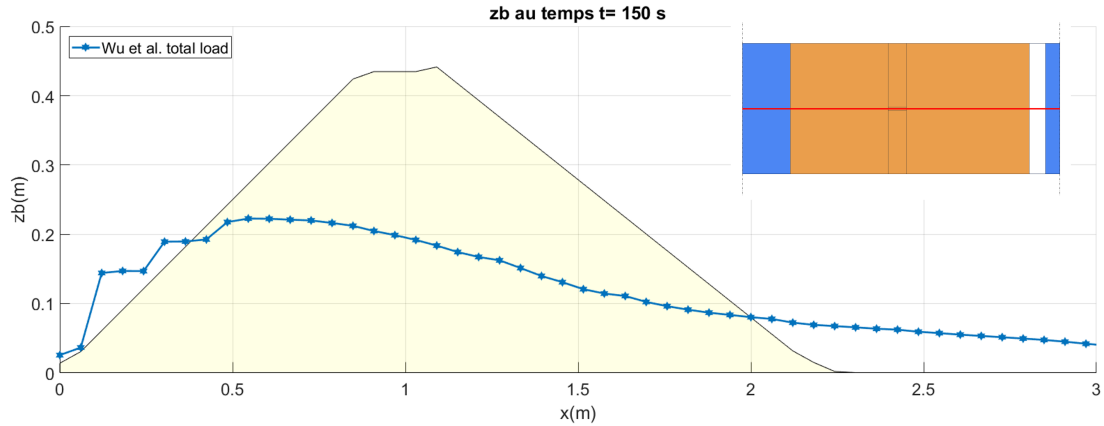


FIGURE 3.25: Niveau de sédiment le long de l'axe central en un temps  $t = 150s$ .

On observe une érosion trop rapide au niveau de la brèche qui a également subi un élargissement conséquent de sa largeur. Ceci peut s'expliquer par le niveau d'eau initial dans le réservoir étant égal au niveau de la crête de la digue

$z_{w,réservoir} = z_{b,crête} = 45cm$ . En un temps  $t = 0s$ , la brèche se trouve à une hauteur  $z_{b,brèche} = 43.5cm$  et sera donc submergée dès les premiers instants de la simulation lorsque le débit dans l'hydrogramme sera pris en compte. L'opérateur rupture de berge y joue également un rôle, puisque toute la brèche sera submergée, dont les coins du côté amont où l'élargissement de la section débute.

On peut résoudre le problème en changeant le niveau d'eau initial dans le réservoir à une valeur plus basse  $z_{w,réservoir} = 44cm$ , la brèche sera ainsi submergée que de 5mm ce qui a pour conséquence de grandement retarder l'érosion voir figure (3.26). Un effet similaire peut être observé si on augmente la taille de la digue à 46cm, comme cela a pu être proposé par *Ebrahimi et Meurice*[15]. Les bords amont de la brèche étant plus hauts que le niveau d'eau, l'opérateur rupture de berge n'étendra plus autant la section.

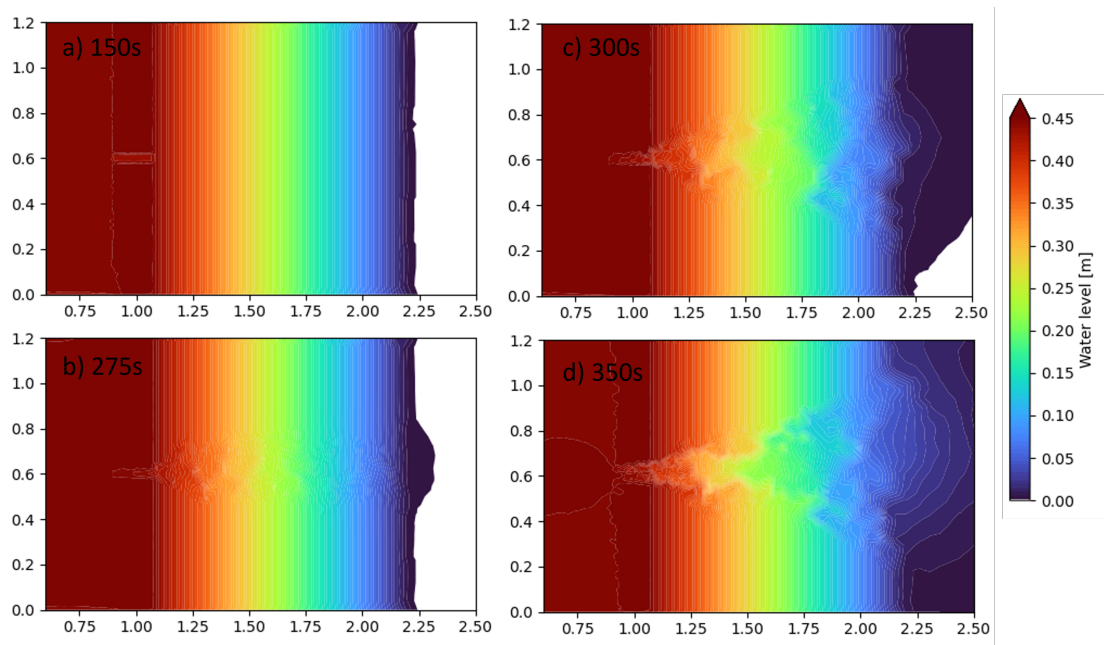


FIGURE 3.26: Évolution de la rupture de digue après abaissement du niveau d'eau initial dans le réservoir.

Ce changement étant efficace, on va appliquer la condition initiale du niveau d'eau dans le réservoir de  $z_{w,réservoir} = 44cm$  pour la suite des simulations.

### 3.3.4 Influence du maillage

La taille du maillage a également de l'importance lors des simulations numériques, surtout dans une expérience comme celle-ci où la géométrie est imposante et la granulométrie très petite. En considérant toujours l'équation de fermeture de *Wu et al. (2000) total load* et en activant l'opérateur rupture de berges, nous constatons que l'ampleur de ce choix peut être conséquent voir figure (3.27).

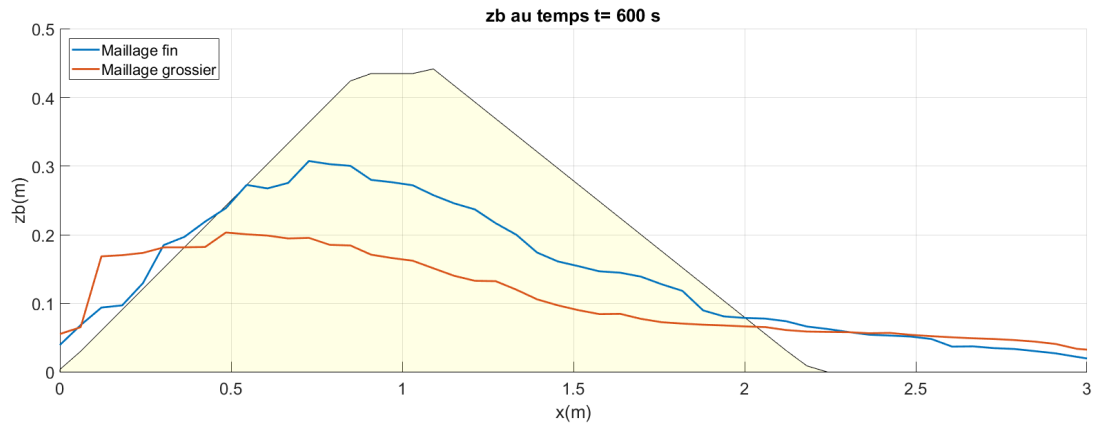


FIGURE 3.27: Influence du maillage sur la simulation numérique.

Sur la figure (3.27) on peut voir qu'en passant d'un maillage fin (3.11) à un maillage grossier (3.4) nous perdons beaucoup en précision (10cm à la crête de la digue). Cependant raffiner le maillage a pour conséquence un temps de simulation plus important. En règle générale, il faut trouver un équilibre entre précision et temps de calcul. Dans notre cas, le maillage fin nous offre une précision intéressante et un temps de calcul acceptable, ce maillage sera donc utilisé pour les simulations suivantes.

### 3.3.5 Comparaisons des équations de fermetures pour l'évolution de la rupture de digue selon l'axe central

Malgré le changement de la condition initiale pour une valeur plus faible que celle donnée par le *LNEC*, nos équations de fermetures de type *bed load* s'érodent toujours trop rapidement comparé aux équations de type *total load* voir figure (3.28).

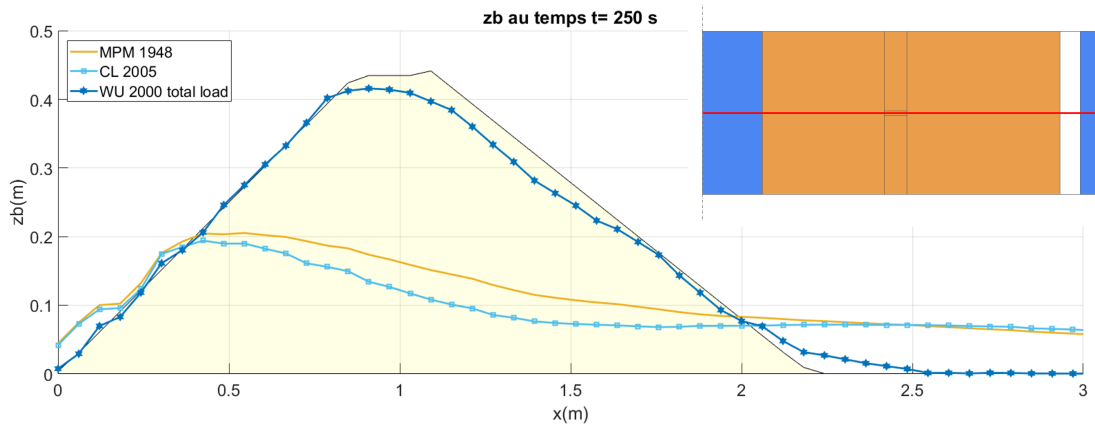


FIGURE 3.28: Aplatissement des équations de fermetures de type *bed load*.

Pour comparaison, on peut voir sur la figure (3.29) des photos de la digue à divers instants. On constate alors que les résultats donnés par les équations de fermetures de type *bed load* sont loin de correspondre aux images. Une autre remarque est visible aux temps  $t = 3000s$  et  $t = 3929s$  auxquels on aperçoit une cohésion apparente de la digue. Ceci nous permet d'envisager de modifier certains aspects de nos équations pour tenir compte de ce phénomène de cohésion apparente. En modifiant le cisaillement critique  $\tau_{crit}^* = 0.26$  au lieu de l'habituel  $\tau_{crit}^* = 0.047$ , comme se fut proposé par *Ebrahimi et Meurice*[15]. Ils suggèrent d'utiliser la valeur de  $\tau_{crit}^* = 0.26$  suite à la similitude de la granulométrie d'une publication de *Ansari et al. (2007)* [6] pour la formule de *Meyer-Peter & Muller (1948)*. Avec cette nouvelle valeur du cisaillement critique, l'eau aura besoin d'appliquer une plus grande contrainte pour arracher les sédiments de la digue, ceci a pour conséquence de réduire la vitesse d'érosion de la digue.

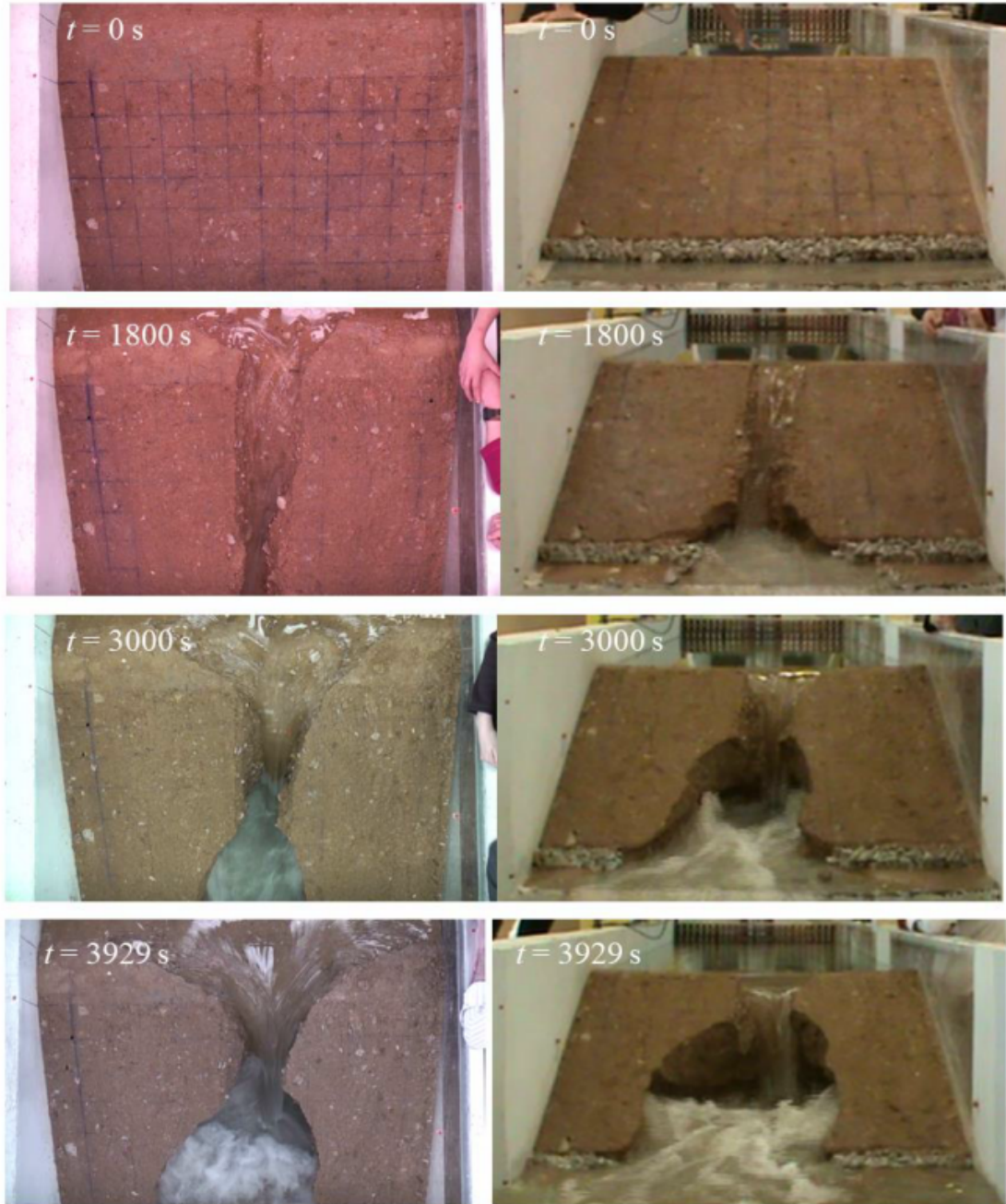
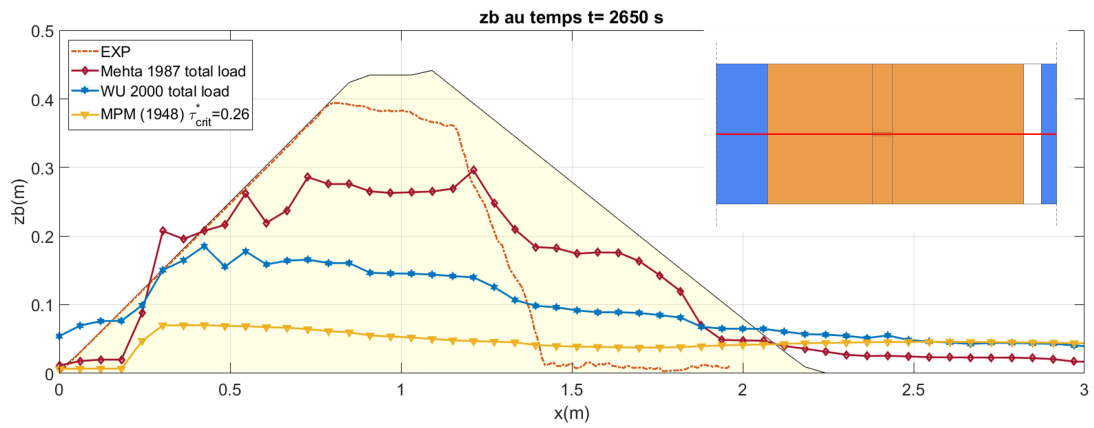


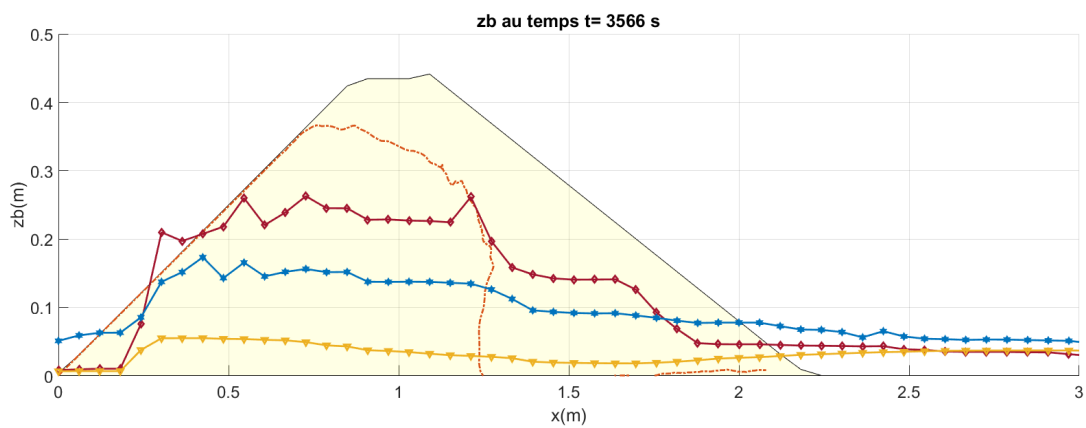
FIGURE 3.29: Évolution expérimentale de la rupture de digue [2].

Avec la longue durée de l'expérience, certaines équations de fermetures finissent aplaties bien avant les temps pour lesquels on a des données expérimentales, les équations de type *bed load* sont les principales touchées. Pour la suite, nous

n'allons plus considérer que trois équations de fermetures, celle de *Meyer-Peter & Muller (1948)* adaptée avec la valeur du cisaillement critique, celle de *Wu et al. (2000) total load* ainsi que celle de *Mehta et al. (1987) total load*.



(a)



(b)

FIGURE 3.30: Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal.

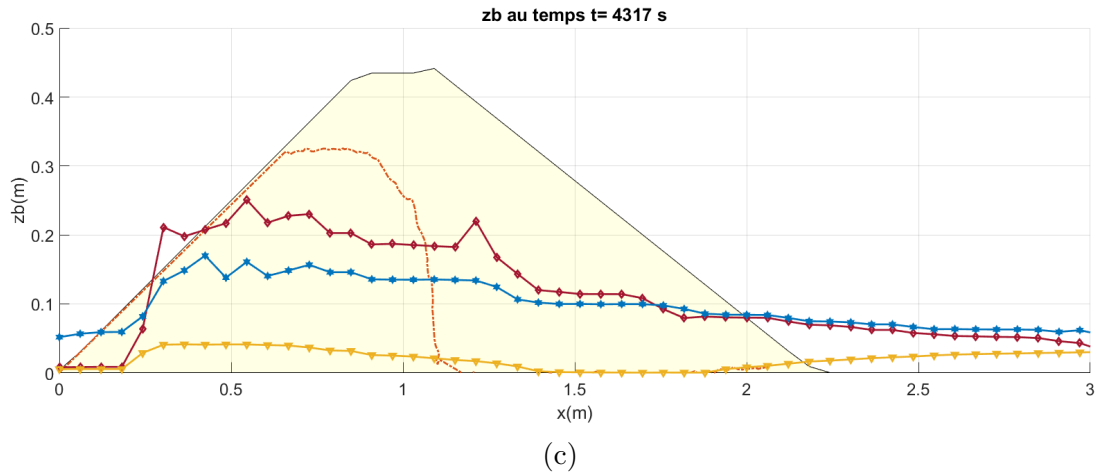


FIGURE 3.30: Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal (suite).

On peut observer aux différents temps de la figure (3.30) que la modification du cisaillement critique pour l'équation de *Meyer-Peter & Muller (1948)* a eu pour influence de ralentir l'érosion, mais abouti néanmoins à l'écrasement de la digue. L'équation de *Wu et al. (2000) total load* semble s'être stabilisée entre le temps  $t = 3566s$  figure (3.30b) et  $t = 4317s$  figure (3.30c) alors que celle de *Mehta (1987)* continue à s'éroder.

### 3.3.6 Évolution de la largeur de la brèche suivant les différentes équations de fermetures

On va maintenant comparer les équations de fermetures pour l'évolution de la section pour les instants dont on dispose des données expérimentales  $t = [2650 \ 3566 \ 4317]s$ .

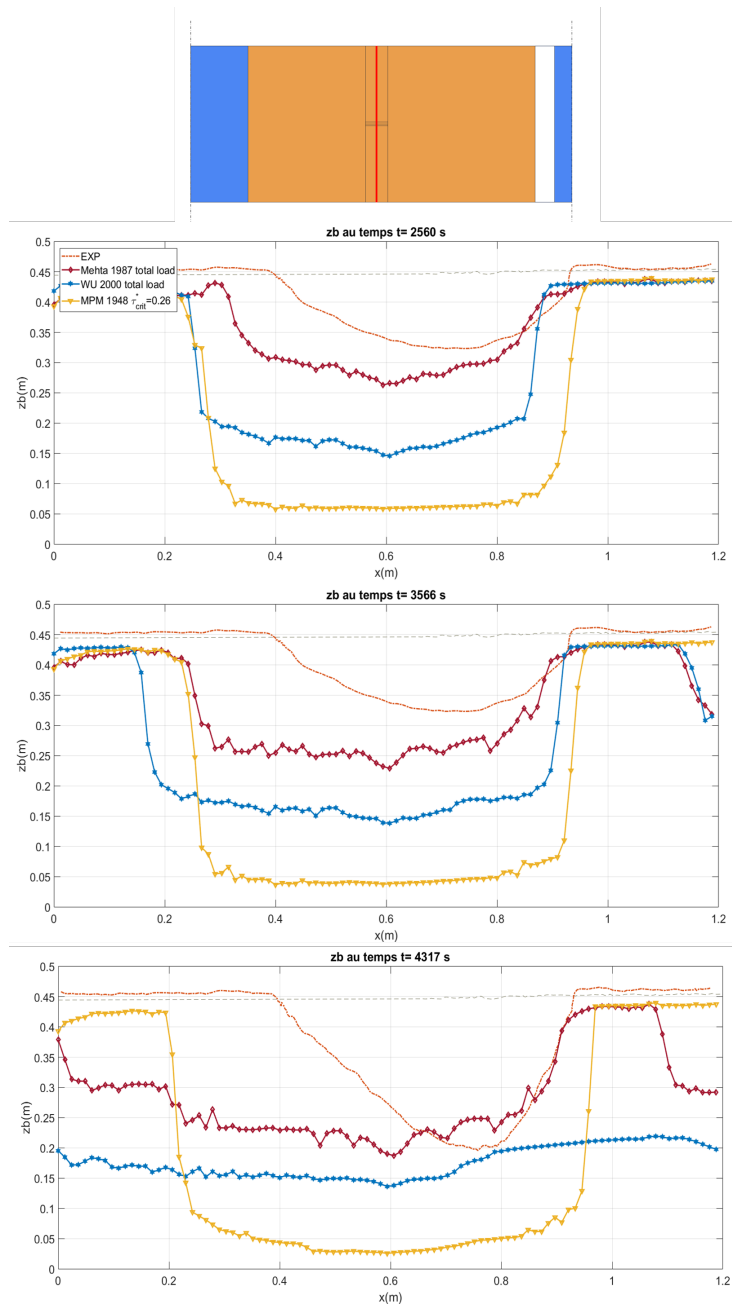


FIGURE 3.31: Comparaison des équations de fermetures pour l'évolution de la section.

Tout d'abord, on peut observer sur la figure (3.31) l'évolution de la brèche qui s'élargit pour chaque instant et on peut voir que pour un temps  $t = 4317s$ , l'équation de *Wu et al. (2000) total load*, on a une érosion généralisée sur toute la

largeur du canal. Contrairement aux deux autres, l'équation de *Meyer-Peter & Muller* montre quant à elle des berges stables tout au long de la simulation.

### 3.3.7 Discussion des résultats

Un matériau dont le diamètre des grains  $d_{50}$  est très faible peut amener à se comporter de manière cohésive. Les équations de fermetures de types *bedload* ont alors du mal à simuler avec une précision acceptable le transport de sédiment. Pour les équations de fermetures de type *total load* la difficulté vient parfois de l'interaction avec l'opérateur rupture de berges.

## 3.4 Conclusion

Ce travail est le fruit de longs mois de recherches, de réflexion et de discussions avec des personnes expérimentées dans le domaine. Nous avons pu approfondir la théorie et la physique derrière la rupture de digue et également rajouter notre grain de sable au code existant permettant de le simuler.

Nous avons réussi à implémenter d'autres équations de fermeture permettant de quantifier le transport de sédiment au cours du temps dans le code *Hydroflow* existant et rendu la lecture de celui-ci facile pour l'utilisateur.

On a pu approfondir et déterminer les limites des différentes équations implémentées et discuter des paramètres qui les influencent.

On s'est intéressé à l'opérateur rupture de berges ainsi qu'à ses applications, ces influences et ses limites.

Nous avons simulé l'érosion de trois digues par submersion et avons pu déterminer l'efficacité de nos équations. On s'est aperçus qu'une grande difficulté résidait dans la simulation de particules fines et dont le modèle de *Saint-Venant & Exner* peine à simuler.

## Pistes d'amélioration et perspectives

Certains aspects de ce travail de fin d'études peuvent être améliorés. On peut notamment résoudre le problème de plantage des différentes équations de fermetures pour un sable relativement fin.

Il peut être intéressant de continuer la recherche de formules de transport permettant de simuler le transport de sédiment par suspension.

Le modèle de *Saint-Venant & Exner* ayant ses limites, une direction possible serait de rajouter des modules (comme l'opérateur rupture de berges) pour combler les lacunes.

Un autre défi possible est de considérer les autres modes de ruptures des digues telles que le piping ou la rupture par glissement et de pouvoir également les simuler.

Dans le cadre de ce travail de fin d'études, nous nous sommes focalisés sur la rupture de digue homogène. Un défi supplémentaire peut être de considérer les cas d'une digue non homogène ou avec un noyau d'argile par exemple.

# Table des figures

1	Évolution du nombre de catastrophes naturelles depuis 1900 dans le monde.[35] . . . . .	5
2	Nombre de fatalités sur l'année 2022 comparé aux 20 dernières années.	5
3	Nombre de personnes affectées [en millions] sur l'année 2022 comparé aux 20 dernières années. . . . .	6
4	Avant/Après l'inondation suite aux ruptures de barrages à Derna (Libye, juillet 2023).[50] . . . . .	7
5	Barrage <i>Mansour (75m)</i> avant la rupture.[32] . . . . .	7
6	Barrage <i>Mansour (75m)</i> après la rupture.[4] . . . . .	7
7	Barrage de Derna (45m) avant la rupture.[48] . . . . .	8
8	Barrage de Derna (45m) après la rupture.[16] . . . . .	8
9	Mécanismes de rupture de digue [27]. . . . .	8
10	Pourcentage de rupture de digue jusqu'en 1986 (Digues construites en Chine et au Japon avant 1930 exclus [51]), basé sur les données de ( <i>Foster et al.</i> [17]). . . . .	9
1.1	Continuité sur un volume de contrôle. . . . .	11
1.2	Forces appliquées sur un élément fluide (transparents LGCIV2054 : Numerical simulation of transient flow). [41] . . . . .	13
1.3	Modes de transport de sédiments : Suspension et Charriage.[34] . . . . .	15
1.4	Diagramme de Shields-Van Rijn pour le transport de sédiments.[43]	16
1.5	Théorie d' <i>Exner</i> sur un volume de contrôle. . . . .	17
1.6	Équations de fermeture utilisées pour la simulation numérique. . . . .	21
1.7	Erosion progressive (gauche) d'une digue non-cohésive et Headcut (droite) d'une digue cohésive. [36] . . . . .	21
1.8	Croissance de la brèche pour une digue en sable fin [49]. . . . .	22
1.9	Évolution de la rupture d'une digue en sable grossier selon <i>Coleman et al.(2002)</i> Source de l'image [18] . . . . .	23
1.10	Croissance de la brèche pour une digue cohésive [24]. . . . .	23
1.11	Rupture de digue par submersion sans brèche initiale [9]. . . . .	24

1.12	Érosion de l'aval de la digue autour d'un point de pivot ( <i>Dupont et al. 2008</i> ) [14]. . . . .	24
1.13	Limite du modèle <i>CWL</i> : Décalage transport de sédiment et transport effectif. [41] . . . . .	25
2.1	Maillage triangulaire avec repère de coordonnées locales (transparents <i>LG CIV2054 - Numerical simulation of transient flow</i> ) . . . . .	28
2.2	Problème de Riemann avec sédiments : (a) écoulement subcritique ; (b) écoulement supercritique, [39]. . . . .	30
2.3	Définition des angles de ruptures pour l'opérateur rupture de berges. . . . .	33
2.4	Organigramme : Générer les fichiers d'entrée. . . . .	35
2.5	Organigramme : Fonctionnement du code <i>Hydroflow</i> . . . . .	36
2.6	Fichier d'entrée " <i>data.txt</i> " . . . . .	37
2.7	Fichiers de sortie adaptés aux modifications. . . . .	38
2.8	Fichier " <i>log.txt</i> " indiquant la formule de transport utilisée. . . . .	38
3.1	Équations de fermetures utilisées pour la simulation numérique des deux digues. . . . .	41
3.2	Angles de stabilités pour l'opérateur rupture de berges. . . . .	42
3.3	Disposition de la digue à sable grossier. . . . .	43
3.4	Maillage pour la simulation numérique de la digue en sable grossier. . . . .	43
3.5	Évolution de la rupture de digue à sable grossier au cours de l'expérience en laboratoire. . . . .	44
3.6	Simulation numérique de l'évolution de la rupture de digue à sable grossier. . . . .	45
3.7	Niveau de sédiment pour la digue à sable grossier en $t = 40s$ . . . . .	46
3.8	Évolution de la section de la digue à sable grossier suivant différentes équations de fermetures. . . . .	47
3.9	Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal. . . . .	48
3.9	Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal (suite). . . . .	49
3.10	Disposition de la digue à sable fin. . . . .	50
3.11	Maillage pour la simulation numérique de la digue à sable fin. . . . .	50
3.12	Évolution de la rupture de digue à sable fin au cours de l'expérience en laboratoire. . . . .	51
3.13	Simulation numérique de l'évolution de la rupture de digue à sable fin. . . . .	52
3.14	Niveau de sédiment pour la digue à sable fin en $t = 40s$ . . . . .	53
3.15	Évolution de la section de la digue à sable fin suivant différentes équations de fermetures. . . . .	54

3.16	Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal. . . . .	55
3.16	Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal (suite). . . . .	56
3.17	Vue générale de l'installation en laboratoire. . . . .	57
3.18	Représentation de la digue avant l'expérience. . . . .	58
3.19	Vue en plan et coupe de la digue homogène. . . . .	59
3.20	Granulométrie du sol constituant la digue homogène. . . . .	60
3.21	Maillage grossier pour la simulation de la digue homogène (expérience <i>LNEC</i> ). . . . .	61
3.22	Maillage fin pour la simulation de la digue homogène (expérience <i>LNEC</i> ). . . . .	61
3.23	Niveau d'eau à la gauge (à gauche) et hydrogramme pour le débit à l'entrée (à droite). . . . .	62
3.24	Angles de stabilité pour l'opérateur rupture de berges considéré pour la digue <i>LNEC</i> . . . . .	63
3.25	Niveau d'eau en un temps $t = 150s$ . . . . .	63
3.25	Niveau de sédiment le long de l'axe central en un temps $t = 150s$ . . . . .	64
3.26	Évolution de la rupture de digue après abaissement du niveau d'eau initial dans le réservoir. . . . .	65
3.27	Influence du maillage sur la simulation numérique. . . . .	66
3.28	Aplatissement des équations de fermetures de type <i>bed load</i> . . . . .	67
3.29	Évolution expérimentale de la rupture de digue [2]. . . . .	68
3.30	Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal. . . . .	69
3.30	Évolution de la rupture de digue (expérimentale et simulation) le long de l'axe central du canal (suite). . . . .	70
3.31	Comparaison des équations de fermetures pour l'évolution de la section. . . . .	71

# Bibliographie

- [1] *International federation of red cross and red crescent societies, geneva.*  
Institution : Koninklijke Brill NV.
- [2] *6th Workshop on River and Sedimentation Hydrodynamics and Morphodynamics*, tech. rep., 2021.
- [3] *EMDAT - Report 2022*, 2023.
- [4] *When the dams in Libya burst : a natural or preventable disaster ?*, 10 2023.
- [5] L. R. I. A. AFP AND L. R. I. A. AFP, *Libye : le bilan des inondations dépasse les 5000 morts et 10.000 disparus*, 9 2023.
- [6] S. ANSARI, U. KOTHYARI, AND K. RANGA RAJU, *Incipient motion characteristics of cohesive sediments*, ISH Journal of Hydraulic Engineering, 13 (2007), pp. 108–121.
- [7] G. BRASCHI, M. GALLATI, ET AL., *A conservative flux prediction algorithm for the explicit computation of transcritical flow in natural streams*, in Proceedings of the 4th International Conference on Hydraulic Engineering Software, Hydrosoft 92, vol. 2, Computational Mechanics Publications, 1992, pp. 381–394.
- [8] B. CAMENEN AND M. LARSON, *Transport solide par charriage sous une interaction houle-courant*, Revue européenne de génie civil, 9 (2005), pp. 855–870.
- [9] C. CHINNARASRI, T. TINGSANCHALI, S. WEESAKUL, AND S. WONGWISES, *Flow patterns and damage of dike overtopping*, ResearchGate, (2003).
- [10] S. E. COLEMAN, D. P. ANDREWS, AND M. G. WEBBY, *Overtopping breaching of noncohesive homogeneous embankments*, Journal of Hydraulic Engineering, 128 (2002), pp. 829–838.
- [11] C. COSTANZO, F. MACCHIONE, G. VIGGIANI, ET AL., *The influence of source terms treatment in computing two dimensional flood propagation*, in River Flow 2002, vol. 1, Balkema, 2002, pp. 277–282.
- [12] R. COURANT, K. FRIEDRICHS, AND H. LEWY, *On the partial difference equations of mathematical physics*, IBM journal of Research and Development, 11 (1967), pp. 215–234.

- [13] C. DESCANTONS AND R. DUJARDIN, *Formation, par débordement, d'une brèche dans une digue en matériau non cohésif*, Travail de fin d'études. Université catholique de Louvain, (2014).
- [14] E. DUPONT, B. DEWALS, P. ARCHAMBEAU, S. ERPICUM, AND M. PIROTON, *Experimental and numerical study of the breaching of an embankment dam*, in 32nd IAHR Biennial Congress-Harmonizing the demands from art and nature, Di Silvio, Giampolo, 2007.
- [15] M. EBRAHIMI, R. MEURICE, AND S. SOARES-FRAZÃO, *Application of depth-averaged bedload finite-volume models to a progressive embankment dam-failure*, in Proceedings of the 39th IAHR World Congress, vol. 19, 2022, p. 24.
- [16] Y. ELBAGIR, *Libya floods : The Wadi Derna x27;dam of deathx27; - where people will x27;never forget what happened herex27;;*, (2023).
- [17] M. FOSTER, R. FELL, AND M. SPANNAGLE, *The statistics of embankment dam failures and accidents*, Canadian Geotechnical Journal, 37 (2000), pp. 1000–1024.
- [18] F. FRANZINI, *One-dimensional modeling of the flows and morphological changes in rivers : experimental and numerical approaches*, PhD thesis, UCL-Université Catholique de Louvain, 2017.
- [19] S. S. FRAZAO AND Y. ZECH, *HLLC scheme with novel wave [U+2010]speed estimators appropriate for two [U+2010]dimensional shallow [U+2010]water flow on erodible bed*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 66 (2011), pp. 1019–1036.
- [20] S. S. FRAZÃO, *Transient flows - Hydrodynamics*, UCLouvain, 2021.
- [21] C. GEUZAIN AND J.-F. REMACLE, *Gmsh : A 3-d finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities*, International journal for numerical methods in engineering, 79 (2009), pp. 1309–1331.
- [22] P. GLAISTER, *Approximate riemann solutions of the shallow water equations*, Journal of Hydraulic Research, 26 (1988), pp. 293–306.
- [23] L. GOUTIÈRE, S. SOARES-FRAZÃO, C. SAVARY, T. LARAICHI, AND Y. ZECH, *One-dimensional model for transient flows involving bed-load sediment transport and changes in flow regimes*, Journal of Hydraulic Engineering, 134 (2008), pp. 726–735.
- [24] W. HAHN, G. J. HANSON, AND K. R. COOK, *Breach morphology observations of embankment overtopping tests*, in Building partnerships, 2000, pp. 1–10.
- [25] A. HARTEN, P. D. LAX, AND B. V. LEER, *On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws*, SIAM review, 25 (1983), pp. 35–61.

- [26] C. JUEZ, J. MURILLO, AND P. GARCÍA-NAVARRO, *A 2d weakly-coupled and efficient numerical model for transient shallow flow and movable bed*, *Advances in Water Resources*, 71 (2014), pp. 93–109.
- [27] W. J. KLERK, W. KANNING, M. KOK, AND R. WOLFERT, *Optimal planning of flood defence system reinforcements using a greedy search algorithm*, *Reliability Engineering System Safety*, 207 (2021), p. 107344.
- [28] D. A. LYN AND M. ALTINAKAR, *St. venant–exner equations for near-critical and transcritical flows*, *Journal of Hydraulic Engineering*, 128 (2002), pp. 579–587.
- [29] A. MEHTA AND T. PARCHURE, *Surface erosion of fine-grained sediment revisited*, in *Proceedings in Marine Science*, vol. 2, Elsevier, pp. 55–74.
- [30] R. MEURICE AND S. SOARES-FRAZÃO, *A 2d hll-based weakly coupled model for transient flows on mobile beds*, *Journal of Hydroinformatics*, 22 (2020), pp. 1351–1369.
- [31] E. MEYER-PETER AND R. MÜLLER, *Formulas for bed-load transport*, in *IAHSR 2nd meeting*, Stockholm, appendix 2, IAHR, 1948.
- [32] J. PEARSON, *Derna dam collapse stokes anger over Libya’s corruption and chaos*, (2023).
- [33] G. R. POWLEDGE, D. C. RALSTON, P. MILLER, Y. H. CHEN, P. E. CLOPPER, AND D. TEMPLE, *Mechanics of overflow erosion on embankments. i : Research activities*, *Journal of Hydraulic Engineering*, 115 (1989), pp. 1040–1055.
- [34] D. RICHARD, M. GARCIN, F. LIÉBAULT, A. RECKING, G. PITON, C. SABINOT, E. WORLICZEK, S. LESIMPLE, M. BERTRAND, Y. GASTALDI, T. BURLAT, L. GOSSET, AND A.-T. PIDJO, *Gestion du passif de l’activité minière : guide méthodologique*, 09 2018.
- [35] H. RITCHIE AND P. ROSADO, *Natural disasters*, *Our World in Data*, (2022). <https://ourworldindata.org/natural-disasters>.
- [36] C. ROBLEDO, S. ABDELAAL, A. RAHMAN, AND I. NISTOR, *Numerical Modelling of Non-Cohesive Embankment Breaching due to Overtopping Flow*, *ResearchGate*, (2017).
- [37] P. L. ROE, *Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes*, *Journal of computational physics*, 43 (1981), pp. 357–372.
- [38] É. SAVARY AND Y. ZECH, *Boundary conditions in a two-layer geomorphological model. application to a*, *Journal of Hydraulic Research*, 45 (2007), pp. 316–332.
- [39] S. SOARES-FRAZÃO AND Y. ZECH, *Hllc scheme with novel wave-speed estimators appropriate for two-dimensional shallow-water flow on erodible bed*,

- International journal for numerical methods in fluids, 66 (2011), pp. 1019–1036.
- [40] S. SOARES FRAZÃO, *LG CIV2053 Hydraulique fluviale*, (2022).
- [41] —, *LG CIV2054 Numerical simulation of transient flows*, (2022).
- [42] C. SWARTENBROEKX, S. SOARES-FRAZÃO, R. STAQUET, AND Y. ZECH, *Two-dimensional operator for bank failures induced by water-level rise in dam-break flows*, Journal of Hydraulic Research, 48 (2010), pp. 302–314.
- [43] F. TERNAT, *Erosion des sédiments cohésifs en auto-consolidation*.
- [44] M. THERESIALAAN, *077 389 1111 info@waterschaplimburg.nl www.waterschaplimburg.nl*.
- [45] E. F. TORO, *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics : a practical introduction*, Springer Science & Business Media, 1999.
- [46] E. F. TORO, M. SPRUCE, AND W. SPEARES, *Restoration of the contact surface in the hll-riemann solver*, Shock waves, 4 (1994), pp. 25–34.
- [47] L. C. VAN RIJN, *Sediment transport, part i : Bed load transport*, 110, pp. 1431–1456.
- [48] B. T. V. J. T. VERIFY AND BBC, *Libya floods : Why damage to Derna was so catastrophic*, (2023).
- [49] P. J. VISSER, *Breach growth in sand-dikes /*, ResearchGate, (1998).
- [50] VISTA, *Morocco, Libya disaster affects students8217; families*, 9 2023.
- [51] M. W. WEST, M. MORRIS, AND M. HASSAN, *A guide to breach prediction*, Dams and Reservoirs, 28 (2018), pp. 150–152.
- [52] W. WU, *Computational river dynamics*, Taylor & Francis. OCLC : ocn166382852.
- [53] —, *Earthen Embankment Breaching*, Journal of Hydraulic Engineering, 137 (2011), pp. 1549–1564.
- [54] W. WU, W. RODI, AND T. WENKA, *3d numerical modeling of flow and sediment transport in open channels*, 126, pp. 4–15.

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN  
École polytechnique de Louvain

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | [www.uclouvain.be/epl](http://www.uclouvain.be/epl)