

Écoulement en lit composé : implémentation d'un modèle (k-l) pour les contraintes turbulentes

Mémoire présenté par
Martin Gillain

en vue de l'obtention du grade de master en
Ingénieur civil des constructions

Promoteurs
Didier Bousmar, Sandra Soares-Frazão

Lecteurs
Éric Deleersnijder, Benoît Spinewine
Année académique 2017-2018

Remerciements

Avant de rentrer dans le vif du sujet, j'aimerais remercier les personnes qui ont contribué, de manière directe ou indirecte, à la réalisation de ce mémoire. Que ce soit à travers un conseil, un avis ou plus simplement un encouragement, elles ont su apporter leur contribution.

Tout d'abord, j'aimerais citer ma promotrice Sandra Soares Frazao, qui a joué un rôle majeur dans ce travail. Sa disponibilité, sa patience et son expérience ont permis d'instaurer une dynamique de travail saine et prolifique. Ayant eu un parcours particulier et n'étant pas familier avec la modélisation numérique, j'ai pu bénéficier de son aide lors face à de nombreux challenges et, ainsi, donner le meilleur de moi-même.

Je tiens aussi à remercier mon co-promoteur Didier Bousmar qui, bien que nos entretiens aient été plus limités, a su apporter sa juste expertise et a contribué à élargir ma vision du problème. Je tiens à le remercier également pour l'ensemble des documents qu'il m'a fournis et qui m'ont permis d'aller plus loin dans l'analyse du modèle.

Viennent ensuite mes relecteurs, Éric Deleersnijder et Benoît Spinewine, que je souhaite remercier sincèrement pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. J'espère que ce mémoire les intéressera comme il m'a intéressé.

Merci à ma mère, Christine Canseliet, d'avoir participé au long et fastidieux travail de relecture. Étant non initiée en hydraulique, tu as su apporter un regard nouveau sur mon travail, qui m'a permis de clarifier de nombreux propos. De manière générale, je voudrais remercier mes parents et mes grands-parents pour leur soutien moral tout au long de mes études.

Finalement, j'aimerais citer des personnes, dont l'impact individuel est certes moins marqué, mais qui ensemble m'ont apporté un grand soutien, non seulement pour réaliser ce mémoire, mais aussi au niveau personnel : Loïc Passanha et William Gynselynck, mes compagnons d'infortune avec qui je ne compte plus les heures d'études, et qui ont su me soutenir dans les moments difficiles, et Delphine Agie pour ses attentions et ses critiques pertinentes.

Résumé

Lors d'une crue d'un cours d'eau, le débit total est considérablement accru, impliquant une majoration de la hauteur. L'écoulement peut déborder du lit mineur et investir les plaines d'inondations ; il est décrit comme étant à lit composé. Une bonne compréhension du comportement de ces écoulements est capitale pour réduire les dégâts matériels et humains, notamment du fait de l'importance du transport sédimentaire.

Les différences de hauteur d'eau entre les lits majeurs et mineurs, ajoutées à une forte rugosité du lit majeur souvent végétalisé, créent une interface 2D entre ces derniers. Cette couche de cisaillement va entraîner des échanges de quantités de mouvements entre les flux des différents lits. La modélisation de la situation a été effectuée avec le code de calcul SDFlow2D dans lequel le modèle de turbulence $\lambda U^* h$ était déjà implémenté. Le dessein de ce travail est de discuter l'implémentation et l'adéquation du modèle de turbulence (k-l).

Plusieurs cas tests sont considérés, afin de mettre en évidence les forces et les faiblesses de ce modèle. Nous aurons trois cas tests qui investigueront spécifiquement les échanges de quantité de mouvement dans des dispositions différentes et un cas test où les échanges de flux géométriques seront accentués. Nous discuterons des choix des paramètres de modélisation, des méthodes employées et nous porterons un regard critique sur les résultats.

Table des matières

1. Introduction.....	6
2. Equations et modèles mathématiques	9
2.1. Equations générales du mouvement	9
2.2. Equation de continuité	9
2.3. Equations de mouvement	9
2.4. Hypothèses des liquides parfaits et visqueux	11
2.5. Principes généraux de la turbulence	12
2.6. Modèle du liquide turbulent et contraintes de Reynolds	14
2.7. Equation de Saint-Venant.....	16
2.7.1. Définition et conditions frontières	16
2.7.2. Equation de continuité	17
2.7.3. Equation de conservation de la quantité de mouvement.....	17
2.8. Frottement au niveau du lit.....	19
2.9. Modélisation des termes de contraintes turbulentes.....	19
2.9.1. Viscosité turbulente constante	20
2.9.2. Viscosité turbulente proportionnelle à $\lambda U^* h$	21
2.9.3. Longueur de mélange (Prandtl, von Karman)	21
2.9.4. Modèle à deux équations (k- ϵ).....	22
2.9.5. Modèle à une équation (k-l).....	23
3. Résolution numérique.....	24
3.1. Méthode des volumes finis	24
3.2. Modèle de Roe	27
3.3. Fonctionnement général du programme SDFlow2D.....	28
3.4. Choix d'implémentation.....	30
3.4.1. Encadrement des valeurs de k	30
3.4.2. Traitement de la condition aux limites aval	35
4. Cas test n°1 : Projet Flowres, canal à lit composé UCM et UCW	37
4.1. Introduction.....	37
4.2. Conditions expérimentales.....	37
4.2.1. Géométrie et matériaux	37
4.2.2. Conditions d'écoulement	39
4.3. Convergence de la solution	40
4.4. Détermination du coefficient de Manning pour les cas UCM et UCW	43
4.5. Méthode et analyse des résultats du cas UCM	45

4.5.1.	Choix du maillage	45
4.1.1.	Hauteur d'eau et influence de la condition aval	47
4.1.2.	Influence k_{initiale} et k_{maximale}	49
4.1.3.	Profils de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente	51
4.1.4.	Comparaison des différents modèles de turbulence	53
4.2.	Méthode et analyse des résultats du cas UCW	54
4.2.1.	Choix du maillage	55
4.2.2.	Analyse du comportement numérique	56
4.2.3.	Hauteur d'eau.....	56
4.2.4.	Profils de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente	59
4.2.5.	Comparaison des différents modèles de turbulence	60
4.3.	Conclusion	63
5.	Cas test n°2 : SK6, canal à lit mineur oblique	64
5.1.	Introduction.....	64
5.2.	Conditions expérimentales.....	64
5.2.1.	Géométrie et matériaux	64
5.2.2.	Conditions d'écoulement	65
5.3.	Choix du maillage	66
5.4.	Convergence de la solution	69
5.5.	Comportement de l'énergie cinétique turbulente.....	70
5.6.	Influence du coefficient de Manning	71
5.7.	Analyse des résultats.....	73
5.7.1.	Hauteur d'eau.....	73
5.7.2.	Profils de vitesse.....	74
5.8.	Conclusion	76
6.	Cas test n°3: WGCC Case 01 Canal prismatique.....	77
6.1.	Introduction.....	77
6.2.	Conditions expérimentales.....	77
6.2.1.	Géométrie et matériaux	77
6.2.2.	Conditions d'écoulement	78
6.3.	Détermination du débit.....	79
6.4.	Convergence de la solution	80
6.5.	Influence de la condition aval	81
6.6.	Influence du coefficient de Manning	83
6.7.	Méthode et analyse des résultats	84
6.7.1.	Choix du maillage	84

6.7.2.	Hauteur d'eau.....	85
6.7.3.	Profils de vitesse.....	86
6.8.	Conclusion	86
7.	Conclusion	86
	Bibliographie	90
	Annexe A	92

1. Introduction

Les scientifiques s'accordent à dire que la vie sur terre est apparue dans l'eau, qu'elle s'y est développée pour s'étendre par la suite aux autres milieux offerts par son atmosphère. L'ancêtre lointain de l'Homme a pu, au cours des générations, se différencier et s'affranchir de sa dépendance au milieu aqueux afin de coloniser d'autres espaces de vie jusqu'alors inhabités. Cet élément est toutefois resté ce qu'il est, une véritable source de vie, et il n'est pas nécessaire d'avoir beaucoup de connaissances en anthropologie pour comprendre l'intérêt que cette ressource représente pour l'Homme. En effet, les tribus nomades se déplaçaient de point d'eau en point d'eau et les premières cités à jaillir disposaient toutes d'un accès direct à l'eau. Cette cohabitation n'est pas nouvelle, elle traduit des intérêts vitaux pour l'Homme, ainsi que des enjeux économiques, militaires, énergétiques, sanitaires et autres.

L'Homme tend naturellement à se rapprocher de l'eau, afin de faciliter son exploitation, et, pour ce faire, il doit en comprendre le fonctionnement, car cela n'est pas sans conséquences. La proximité entraîne forcément une plus grande vulnérabilité face à certains phénomènes naturels, dont notamment les crues. Ces dernières résultent de l'augmentation temporaire du débit, pouvant être lié à la fonte des neiges, à des précipitations intenses ou à un concours de circonstances, forçant le courant à sortir de son lit mineur et à inonder les berges, décrites comme le lit majeur. La domestication d'un cours d'eau est possible, mais coûteuse. Qui plus est, il peut être difficile de prédire son comportement à long terme, notamment du point de vue sédimentaire.

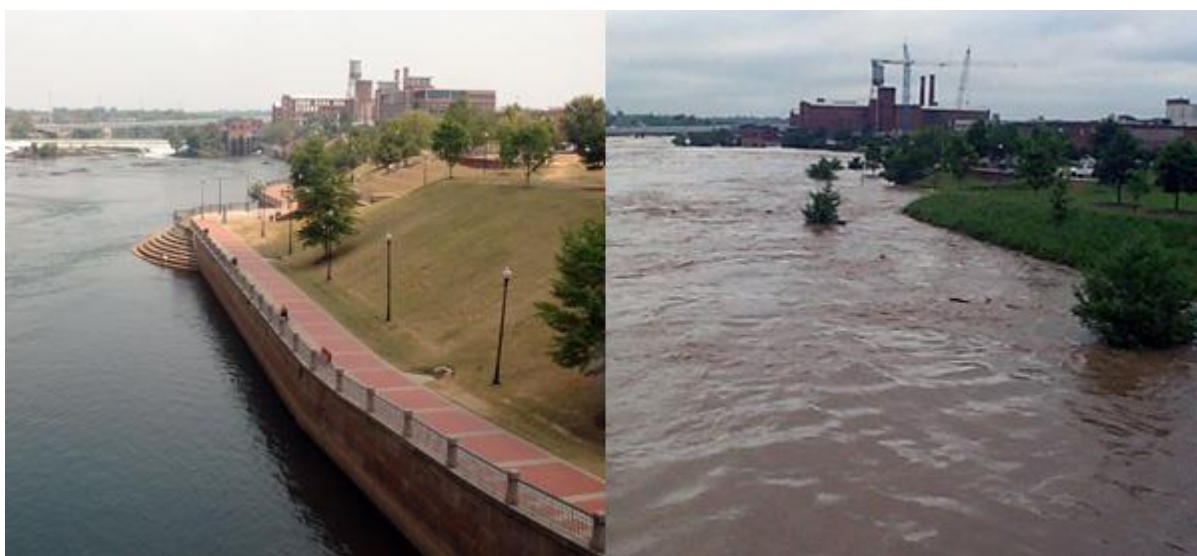


Figure 1 : Crue d'un fleuve en Géorgie, États-Unis (Columbus Office of Homeland Security)

À partir du moment où il devient difficile de contrôler les phénomènes de crue, la démarche à adopter est d'en limiter l'impact. Pour adopter cette démarche, il convient d'abord d'estimer les dégâts. C'est dans ce but que se positionne ce travail, qui s'inscrit dans l'effort général d'une meilleure compréhension et prédiction des écoulements en lit composé.



Figure 2 : Conséquences sédimentaires d'une inondation au Chili
(<https://edition.cnn.com/2015/04/05/americas/chile-floods/index.html>)

Lorsque le fleuve est en crue et qu'il investit les plaines d'inondations, un nouveau phénomène turbulent survient. Du fait de la végétation recouvrant généralement le lit majeur, le coefficient de Manning apparent est plus élevé que pour le lit mineur. La surélévation du lit majeur implique une plus faible hauteur d'eau. De ces différences apparaît une interface (illustrée à la figure 3) à travers laquelle des échanges de moments vont s'effectuer, créant des tourbillons qui entraînent la diffusion d'une partie de l'énergie cinétique du fluide. Cette zone est définie comme la zone de mélange, dans laquelle s'effectue un échange de sédiments qui génèrent des phénomènes de transport à grande échelle à fortes répercussions.

L'aspect turbulent que peuvent développer les écoulements est un véritable obstacle à la modélisation, car il n'existe pas de solution analytique. De nombreux modèles existent et ce travail s'intéressera en particulier au modèle k-l (appelé également k- ϵ à une équation). Pour l'implémenter, je partirai du code *SDFlow2D* développé par S. Soares Frazao. J'ai profité également du mémoire D'E. Deliens pour comparer mes résultats avec le modèle $\lambda U^* h$.

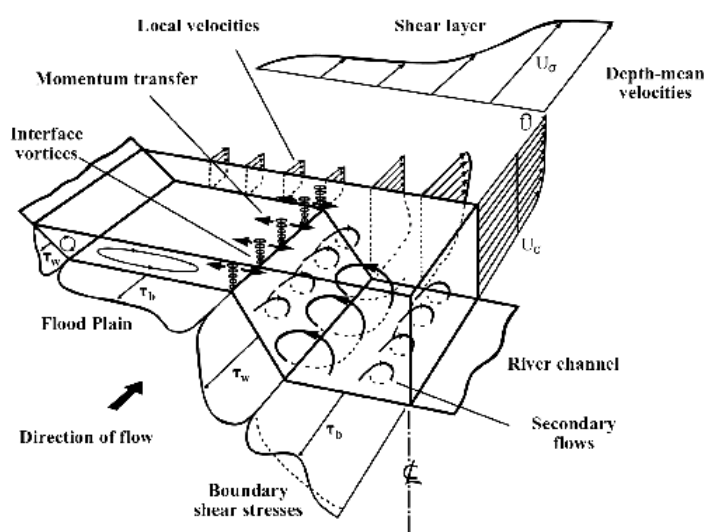


Figure 3 : Phénomènes de transferts (Shiono and Knight 1991)

Ce mémoire se déclinera en trois grandes parties :

Tout d’abord, nous rappellerons assez brièvement les équations de Navier-Stokes et de Saint-Venant pour aborder les notions théoriques de turbulence et pour détailler le modèle k-l. Ensuite, nous parlerons de la modélisation en elle-même, des décisions qui ont été prises et des difficultés rencontrées. Finalement, nous confronterons le modèle établi à différents cas tests dont nous détaillerons le protocole et la géométrie, pour ensuite apporter un regard critique sur les résultats en comparant notamment le modèle de turbulence à d’autres modèles existants. À la fin de cette étude, nous discuterons de l’adéquation du modèle k-l dans la modélisation, de ses forces et ses limites, pour entrevoir ensuite certaines perspectives d’améliorations.

1. Équations et modèles mathématiques

1.1. Équations générales du mouvement

Nous discuterons dans cette partie des équations dites de Navier-Stokes qui définissent de manière générale les lois d'écoulement. Le développement ne sera pas détaillé mais les hypothèses importantes seront énoncées et quelques schémas explicatifs illustreront les propos.

1.2. Équation de continuité

En effectuant un bilan de masse sur le volume de contrôle représenté ci-dessous, il est possible d'établir l'équation générale de continuité pour tout élément.

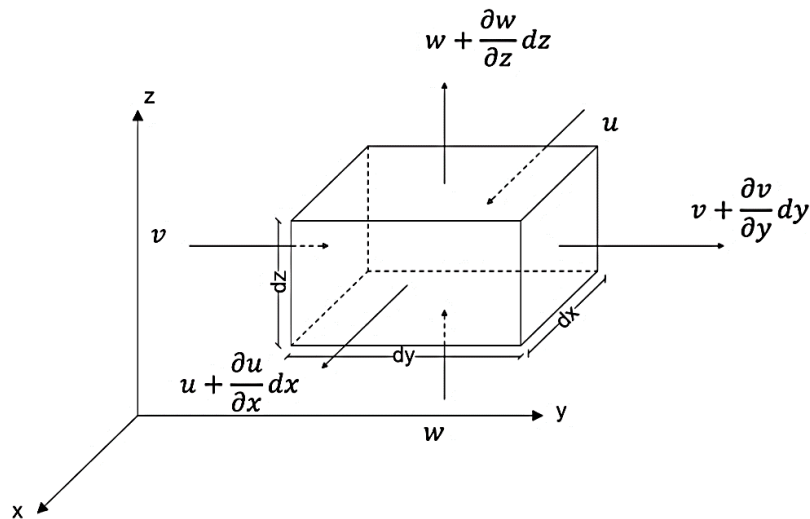


Figure 4 : Bilan massique selon une approche eulérienne

Sous l'hypothèse d'incompressibilité de l'eau, l'équation s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2.1)$$

1.3. Équations de mouvement

En appliquant la seconde loi de Newton à un volume de contrôle, pour D/Dt la dérivée matérielle, on a :

$$\sum \vec{F} = \frac{D}{Dt}(m\vec{V}) \quad (2.3.1)$$

On distingue alors deux types de forces :

- Les forces massiques $\sum \vec{F}_m$ qui concernent uniquement la pesanteur dans notre cas.
- Les forces de surface $\sum \vec{F}_s$ qui s'exercent sur la surface du volume de contrôle. On emploiera ici un volume élémentaire illustré sur la figure 5 ; cependant le choix du volume de contrôle étant libre, il est possible de généraliser les résultats obtenus :

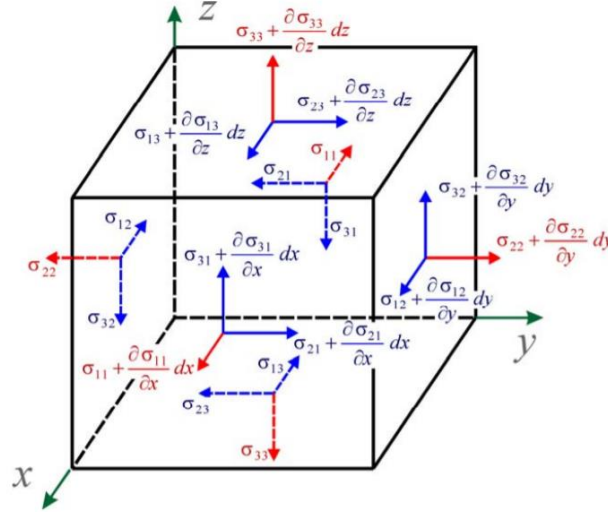


Figure 5 : Ensemble des contraintes de surface exercées sur un volume de contrôle élémentaire [15]

À partir de là, on peut obtenir un ensemble de trois équations par projection. En faisant appel à l'équation de continuité et en réorganisant les termes, on obtient le système suivant :

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial z} \right) + X - \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.3.2)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial z} \right) + Y - \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.3.2)$$

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{31}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial z} \right) + Z - \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.3.2)$$

Le problème est qu'à partir de ces équations il est difficile, voire impossible, de déterminer une solution purement analytique. Une des pistes possibles, qui se trouve être la plus féconde, est de simplifier les hypothèses concernant le fluide lui-même.

On distingue trois familles : les liquides parfaits, les liquides visqueux et les liquides turbulents. Il faut cependant retenir que cette classification n'a pas de réalité physique, mais consiste en un ensemble de modèles qui seront plus ou moins adaptés selon les situations.

1.4. Hypothèses des liquides parfaits et visqueux

En ce qui concerne le liquide parfait, les trois propriétés suivantes lui sont admises :

- Continuité : on considère l'eau comme un milieu continu et l'aspect moléculaire est négligé.
- Résistance nulle au cisaillement : le fluide se déforme sans aucun travail, les seules contraintes sont les contraintes normales de pression.
- Incompressibilité.

On peut développer le tenseur résultant de ces contraintes qui résulte de l'application des contraintes statiques :

$$\begin{pmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix}$$

Le liquide visqueux intègre les pertes d'énergie mécanique sous forme de chaleur en assimilant ce mécanisme à un frottement entre les filets fluides. En formulant plusieurs hypothèses et notamment en considérant un comportement isotropique pour l'eau, on obtient le tenseur de contraintes visqueuses, qui correspond uniquement à l'apport de contraintes provoquées par l'aspect visqueux du liquide. En définissant μ comme la viscosité dynamique du fluide, on a :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11}^V & \sigma_{12}^V & \sigma_{13}^V \\ \sigma_{21}^V & \sigma_{22}^V & \sigma_{23}^V \\ \sigma_{31}^V & \sigma_{32}^V & \sigma_{33}^V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} & \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} & \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) & 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.4.1)$$

Pour un fluide visqueux, on peut alors écrire :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sigma_{11}^V & \sigma_{12}^V & \sigma_{13}^V \\ \sigma_{21}^V & \sigma_{22}^V & \sigma_{23}^V \\ \sigma_{31}^V & \sigma_{32}^V & \sigma_{33}^V \end{pmatrix} \quad (2.4.2)$$

En récrivant les termes en σ selon l'équation (4) dans les équations (2) on obtient les équations de Navier Stokes pour un liquide visqueux :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) \quad (2.4.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(vu)}{\partial x} + \frac{\partial(vv)}{\partial y} + \frac{\partial(vw)}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) \quad (2.4.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial(wu)}{\partial x} + \frac{\partial(wv)}{\partial y} + \frac{\partial(ww)}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right) \quad (2.4.3)$$

Avec :

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad \tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad \tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad \tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)$$

1.5. Principes généraux de la turbulence

La turbulence est une notion qui a donné du fil à retordre à bon nombre de scientifiques, notamment à cause de son aspect chaotique. Afin de la modéliser correctement, il est d'abord nécessaire d'en expliquer la nature et le fonctionnement général.

Un écoulement turbulent est instable et présente des mouvements de fluides typologiquement complexes. De plus, il influence l'écoulement à un ensemble d'échelles très larges qui entraîne un mixage rapide des composants passifs présents.

On peut voir dans la figure 6 les manifestations turbulentes mise en évidence par l'injection d'un élément passif non miscible (huile) dans la région turbulente adjacente derrière un cylindre. Il est aussi possible, à l'aide du dispositif « sheet of laser light », de faire ressortir spécifiquement cet élément et d'en observer les structures dans un plan 2D. On peut ainsi facilement observer le comportement dispersif, les structures tourbillonnaires développées et deviner l'instabilité dans le temps d'un tel dispositif.



Figure 6 : Injection d'un élément passif dans un écoulement turbulent [8]

Pour modéliser fidèlement la turbulence, il faudrait construire un modèle qui prend en compte les phénomènes à toutes les échelles. Or, cette entreprise serait coûteuse et non nécessaire vu que certaines hypothèses simplificatrices peuvent être émises en fonction des cas. Le problème est en effet très différent selon que l'on s'intéresse à l'impact de la turbulence dans la formation de structures cohérentes océaniques ou à la vitesse d'écoulement d'une conduite. De ce fait, certains modèles sont applicables à certaines échelles spécifiquement, car ils intègrent ou négligent des modes de génération de pertes de charges turbulentes. On reviendra sur ces modèles en particulier dans un chapitre ultérieur.

Ci-dessous, on peut observer un graphe de la mesure de la vitesse en un point fixe dans un écoulement turbulent à l'équilibre. La droite rectiligne représente la valeur de la vitesse moyenne sur le temps total de mesure, alors que la courbe relie les valeurs de U mesurées ponctuellement en fonction de T .

Cette expérience met en évidence les variations induites par la nature turbulente de l'écoulement. On observe encore une fois l'aspect chaotique de cet écoulement, car aucun schéma périodique ne ressort de ces variations qui semblent se produire de manière hasardeuse. Arriver à représenter ces phénomènes locaux à l'apparence instable est une tâche monumentale, voire même irréalisable. Afin d'étudier un dispositif turbulent, il peut sembler avisé de distinguer ces variations du comportement général de l'écoulement.

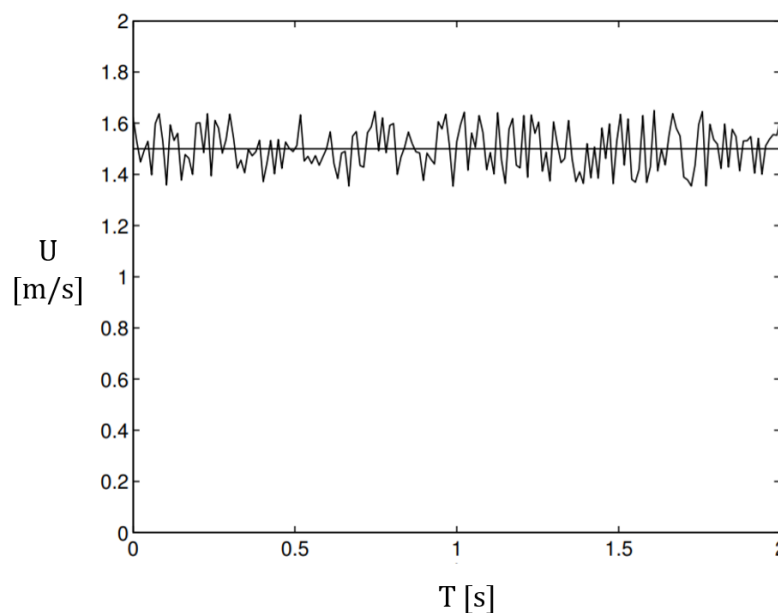


Figure 7 : Vitesse en un point fixe dans un écoulement turbulent [8]

La décomposition dite de Reynolds sépare la vitesse de l'écoulement en deux parties : la vitesse moyenne notée $\bar{U}$ et la fluctuation notée u' . L'opérateur moyennant les valeurs doit cependant obéir à certaines propriétés, appelées les conditions de Reynolds.

En considérant deux fonctions quelconques f et g , on a que :

- La moyenne d'une somme est la somme des moyennes :

$$\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g}$$

- Les constantes n'affectent pas et ne sont pas affectées par la moyenne :

$$\overline{af} = a\bar{f}, \text{ avec } a = \text{constante}$$

- La moyenne d'une dérivée selon le temps ou l'espace d'une quantité est définie selon :

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial s} = \bar{\frac{\partial f}{\partial s}}$$

- La moyenne du produit d'une moyenne et d'une fonction quelconque est égale au produit des moyennes :

$$\overline{\bar{f}g} = \bar{f}\bar{g}$$

Un opérateur satisfaisant ces propriétés est notamment l'opérateur moyennant la valeur sur le temps, défini comme suit :

$$U = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_{t_0}^{t_0+T} u(t) dt \quad (2.5.1)$$

En général, à la fois la vitesse moyenne et les fluctuations sont fonction de l'espace. Avec l'opérateur décrit à l'équation (2.5.1), à l'équilibre et dans les cas étudiés dans ce travail, la vitesse moyenne n'est plus fonction du temps. Il est important de le noter car ce n'est pas toujours le cas.

La particularité à retenir de cette simplification est que bien que $\bar{u}' = 0$,

$$\overline{u'u'} \neq 0$$

1.6. Modèle du liquide turbulent et contraintes de Reynolds

Nous pouvons appliquer la décomposition de Reynolds aux équations de Navier Stokes pour les fluides visqueux. Par souci de simplicité, nous considérons les fluctuations de pression nulle $p' = 0$. Développons les termes à gauche de la première équation (2.4.3) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{uu})}{\partial x} &= \frac{\partial((U + u')(U + u'))}{\partial x} \\ &= \frac{\partial(\overline{UU} + \overline{u'u'} + 2\overline{Uu'})}{\partial x} \\ &= \frac{\partial(\overline{UU} + \overline{u'u'} + 2\overline{Uu'})}{\partial x} \quad \text{comme } \overline{Uu'} = U\bar{u}' = 0 \\ &= \frac{\partial(\overline{UU} + \overline{u'u'})}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.6.1)$$

Avec le même raisonnement, on trouve aussi :

$$\frac{\partial(\overline{vu})}{\partial y} = \frac{\partial(\overline{VU} + \overline{v'u'})}{\partial y} \quad (2.6.2)$$

$$\frac{\partial(\overline{wu})}{\partial z} = \frac{\partial(\overline{WU} + \overline{w'u'})}{\partial z} \quad (2.6.3)$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} \\ = \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(UU)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} + \frac{\partial(UW)}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{u'u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

Nous observons l'apparition de termes de fluctuation du second ordre, que l'on appelle les contraintes de Reynolds. Nous pouvons appliquer le même procédé à la partie droite de l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(UU)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} + \frac{\partial(UW)}{\partial z} \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\tau_{xx}} - \overline{u'u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\tau_{xy}} - \overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\tau_{xz}} - \overline{u'w'})}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.6.5)$$

Avec :

$$\overline{\tau_{xx}} = 2\mu \frac{\partial U}{\partial x} \quad \overline{\tau_{xy}} = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad \overline{\tau_{xz}} = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)$$

Nous remarquons que l'opérateur moyen de Reynolds appliqué aux termes τ ne fait quant à lui pas apparaître de termes du second ordre. Nous pouvons procéder de la même façon pour les deux autres équations de moments et pour l'équation de continuité afin de constituer le système décrivant les liquides turbulents :

$$\left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial(U)}{\partial x} + \frac{\partial(V)}{\partial y} + \frac{\partial(W)}{\partial z} = 0 \\ & \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(UU)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} + \frac{\partial(UW)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\tau_{xx}} - \overline{u'u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\tau_{xy}} - \overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\tau_{xz}} - \overline{u'w'})}{\partial z} \\ & \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial(VU)}{\partial x} + \frac{\partial(VV)}{\partial y} + \frac{\partial(VW)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\tau_{yx}} - \overline{v'u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\tau_{yy}} - \overline{v'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\tau_{yz}} - \overline{v'w'})}{\partial z} \\ & \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial(WU)}{\partial x} + \frac{\partial(WV)}{\partial y} + \frac{\partial(WW)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{\tau_{zx}} - \overline{w'u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\tau_{zy}} - \overline{w'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\tau_{zz}} - \overline{w'w'})}{\partial z} \end{aligned} \right. \quad (2.6.6)$$

L'application de la décomposition de Reynolds fait apparaître un ensemble d'inconnues supplémentaires, appelées les contraintes de Reynolds, et notées σ_{ij}^t tel que, pour un liquide turbulent, on puisse écrire :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11}^t & \sigma_{12}^t & \sigma_{13}^t \\ \sigma_{21}^t & \sigma_{22}^t & \sigma_{23}^t \\ \sigma_{31}^t & \sigma_{32}^t & \sigma_{33}^t \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \overline{\rho u'u'} & \overline{\rho u'v'} & \overline{\rho u'w'} \\ \overline{\rho v'u'} & \overline{\rho v'v'} & \overline{\rho v'w'} \\ \overline{\rho w'u'} & \overline{\rho w'v'} & \overline{\rho w'w'} \end{pmatrix} \quad (2.6.7)$$

Ce qui donne, en l'ajoutant dans l'équation (2.4.2) :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sigma_{11}^V & \sigma_{12}^V & \sigma_{13}^V \\ \sigma_{21}^V & \sigma_{22}^V & \sigma_{23}^V \\ \sigma_{31}^V & \sigma_{32}^V & \sigma_{33}^V \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \overline{\rho u' u'} & \overline{\rho u' v'} & \overline{\rho u' w'} \\ \overline{\rho v' u'} & \overline{\rho v' v'} & \overline{\rho v' w'} \\ \overline{\rho w' u'} & \overline{\rho w' v'} & \overline{\rho w' w'} \end{pmatrix} \quad (2.6.8)$$

Cette méthode a donc ajouté un ensemble d'inconnues, six du fait de l'aspect symétrique de la matrice ($\overline{u'_i u'_j} = \overline{u'_j u'_i}$), sans fournir d'équations supplémentaires permettant d'en déterminer les valeurs. Il s'agit du problème de fermeture de la turbulence pour lequel plusieurs modèles sont proposés afin de calculer ces termes en fonction des variables hydrauliques connues.

L'ensemble d'équations développé jusqu'ici décrit le comportement d'un écoulement en trois dimensions. Nous pouvons intégrer ces dernières sur leur hauteur, dans ce cas-ci le long l'axe z , afin d'obtenir les équations en deux dimensions dans le plan $(x - y)$.

Le chapitre suivant développera l'approche amenant à ces équations, dites de Saint-Venant.

1.7. Équation de Saint-Venant

Les équations de Saint-Venant, aussi appelées équations en eaux peu profondes, décrivent le comportement d'un écoulement à surface libre en deux dimensions en utilisant les valeurs moyennées sur la hauteur des composants de la vitesse. Elles considèrent une répartition hydrostatique des pressions selon un axe vertical.

Elles peuvent être obtenues de deux manières, soit en moyennant sur la hauteur les équations de Navier-Stokes, soit en faisant le bilan de masse et de moment pour un volume de contrôle. Nous privilégierons dans ce travail la première approche.

1.7.1. Définition et conditions frontières

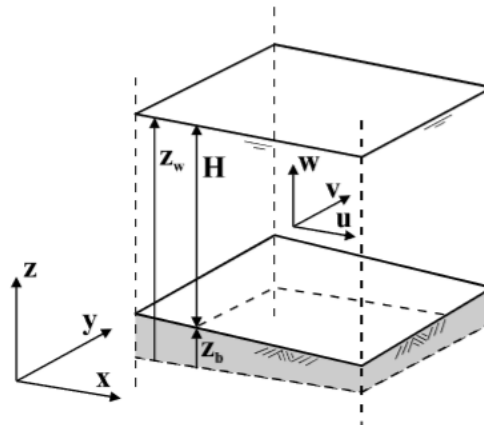


Figure 8 : Définition des axes et des composantes du vecteur vitesse [13]

La moyenne sur la hauteur est appliquée selon l'axe z , entre le niveau du lit z_b et le niveau de la surface libre z_w . On parle alors des vitesses U et V définies selon :

$$U = \frac{1}{H} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u} dz \quad \text{et} \quad V = \frac{1}{H} \int_{z_b}^{z_w} \bar{v} dz \quad (2.8.1)$$

Nous nous intéressons d'abord aux conditions frontières. La première hypothèse stipule qu'une particule en surface à un temps donné y restera. En appliquant la dérivée matérielle, on obtient une première équation frontière (l'indice w indique que c'est la valeur en surface) :

$$\frac{\partial z_w}{\partial t} + \bar{u}_w \frac{\partial z_w}{\partial x} + \bar{v}_w \frac{\partial z_w}{\partial y} - \bar{w}_w = 0 \quad (2.8.2)$$

On obtient de la même façon la condition frontière de fond de lit :

$$\bar{u}_b \frac{\partial z_b}{\partial x} + \bar{v}_b \frac{\partial z_b}{\partial y} - \bar{w}_b = 0 \quad (2.8.3)$$

Ensuite, l'hypothèse de répartition de pression hydrostatique implique que, dans l'équation de moment selon l'axe des z , les accélérations verticales et les contraintes de cisaillement sont négligeables devant le terme de pression :

$$\frac{-1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - g = 0 \quad (2.8.4)$$

1.7.2. Équation de continuité

L'intégration de l'équation de continuité s'écrit :

$$\int_{z_b}^{z_w} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) dz = 0 \quad (2.9.1)$$

En développant les termes et en utilisant les équations (2.8.1) et (2.8.2), on trouve :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(UH)}{\partial x} + \frac{\partial(VH)}{\partial y} = 0 \quad (2.9.2)$$

1.7.3. Équation de conservation de la quantité de mouvement

En intégrant l'équation de moment selon x le long de la profondeur z , on obtient :

$$\int_{z_b}^{z_w} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}\bar{u}}{\partial z} \right) dz = -\frac{1}{\rho} \int_{z_b}^{z_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} dz - \int_{z_b}^{z_w} \left(\frac{\partial \bar{u}'u'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'u'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'u'}{\partial z} \right) dz \quad (2.10.1)$$

En développant le deuxième terme de l'équation de gauche, via la loi de Leibnitz, on trouve :

$$\int_{z_b}^{z_w} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u}^2 dz - \bar{u}_w^2 \frac{\partial z_w}{\partial x} + \bar{u}_b^2 \frac{\partial z_b}{\partial x} \quad (2.10.2)$$

Étant donné que la vitesse locale $\bar{u}$ varie selon la hauteur, l'intégration sur la hauteur de son carré est différente du carré de la vitesse moyennée sur la hauteur U . Il est suggéré selon certains auteurs d'utiliser un coefficient dit de Boussinesq β afin de considérer ce phénomène. Par conséquent :

$$\int_{z_b}^{z_w} \bar{u}^2 dz = \beta U^2 h \quad (2.10.3)$$

Nous assumons dans le cadre de ce travail que la valeur de ce coefficient est de 1, ce qui évite l'apparition de termes dits de dispersion qui ne seront pas considérés pour le modèle développé. Le premier terme du membre de droite (2.10.1) peut être développé via l'hypothèse de répartition hydrostatique des pressions comme suit :

$$\frac{1}{\rho} \int_{z_b}^{z_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} dz = g \frac{\partial \left(\frac{H^2}{2} \right)}{\partial x} + gH \frac{\partial z_b}{\partial x} \quad (2.10.4)$$

Avec la pente de fond selon l'axe des x définie selon $S_{0x} = -\frac{\partial z_b}{\partial x}$ et ensuite, en développant les termes de droite, on obtient :

$$\int_{z_b}^{z_w} \left(\frac{\partial \bar{u}'u'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'u'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'u'}{\partial z} \right) dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u}'u' dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u}'v' dz + \frac{\tau_b}{\rho} \quad (2.10.5)$$

Avec τ_b les contraintes de cisaillement du fond, aussi exprimées selon :

$$\frac{\tau_b}{\rho} = gHS_{fx} \quad (2.10.6)$$

On introduira également les termes τ_{xx} et τ_{xy} représentant les contraintes de cisaillement sur la hauteur et définis selon :

$$\frac{\tau_{xx}}{\rho} = -\frac{1}{H} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u}'u' dz \quad \text{et} \quad \frac{\tau_{xy}}{\rho} = -\frac{1}{H} \int_{z_b}^{z_w} \bar{u}'v' dz \quad (2.10.7)$$

Finalement, on peut constituer l'équation des moments selon l'axe x en mettant tout en commun. La même procédure sera appliquée pour obtenir les équations des moments selon l'axe y, on obtient donc les trois équations dites de Saint-Venant sous forme conservative :

$$\begin{cases} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(UH)}{\partial x} + \frac{\partial(VH)}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial UH}{\partial t} + \frac{\partial(U^2H + gH^2/2)}{\partial x} + \frac{\partial(UVH)}{\partial y} = gH(S_{0x} - S_{fx}) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\tau_{xx}}{\rho}H\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau_{xy}}{\rho}H\right) \\ \frac{\partial UH}{\partial t} + \frac{\partial(UVH)}{\partial x} + \frac{\partial(V^2H + gH^2/2)}{\partial y} = gH(S_{0y} - S_{fy}) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\tau_{yx}}{\rho}H\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\tau_{yy}}{\rho}H\right) \end{cases} \quad (2.10.7)$$

1.8. Frottement au niveau du lit

Les termes S_{fx} et S_{fy} traduisent les pertes de charge induites par la rugosité de fond. Dans le cadre de ce travail, nous utilisons la formule de Manning pour calculer ces dernières car les coefficients de Manning sont fournis pour chaque cas test.

Pour un écoulement uniforme, l'équation de Manning s'écrit :

$$U = \frac{R^{\frac{2}{3}}}{n} S_0^{\frac{1}{2}} \quad (2.8.1)$$

Avec U la vitesse moyenne de la section, n le coefficient de Manning, R le rayon hydraulique et S_0 la pente de fond, égale à la pente d'énergie dans le cas uniforme. Pour les cas non uniformes, on considère que la pente d'énergie S_f correspond à la pente de fond S_0 d'un canal correspondant dans lequel un écoulement uniforme peut être observé pour les mêmes décharge et aire de section (French 1985).

Pour la modélisation en deux dimensions, le rayon hydraulique d'une cellule peut être estimé par la hauteur d'eau locale H , tant que la pente de fond le long de la section est peu prononcée. L'expression du frottement, décomposée en x et en y , prend alors la forme suivante :

$$S_{0x} = \frac{n^2 U \sqrt{U^2 + V^2}}{H^{4/3}} \quad \text{et} \quad S_{0y} = \frac{n^2 V \sqrt{U^2 + V^2}}{H^{4/3}} \quad (2.8.2)$$

Avec U et V qui expriment ici les vitesses moyennées sur la hauteur, respectivement selon les axes x et y .

1.9. Modélisation des termes de contraintes turbulentes

Il existe quatre grandes familles de modèles de turbulence, chacune ayant ses forces et ses faiblesses, en fonction de leur application à certaines situations spécifiques :

- Hypothèse de Boussinesq

Ces modèles partent du postulat de Boussinesq que les transferts de moments dus à la turbulence peuvent être modélisés via une viscosité turbulente. Par analogie avec les transferts de moments au sein d'un gaz causés par le mouvement moléculaire qui peut être décrit à l'aide d'une viscosité moléculaire, il propose de lier les contraintes de cisaillement aux gradients de vitesse :

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = -\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.9.1)$$

Avec k l'énergie cinétique de turbulence, δ_{ij} le symbole de Kronecker et ν_t la viscosité de turbulence.

Pour les contraintes de cisaillement moyennées sur la hauteur, l'hypothèse de Boussinesq est traduite par :

$$\frac{\tau_{xx}}{\rho} = 2\nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} k \quad (2.9.2)$$

$$\frac{\tau_{xy}}{\rho} = \frac{\tau_{yx}}{\rho} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (2.9.2)$$

$$\frac{\tau_{yy}}{\rho} = 2\nu_t \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} k \quad (2.9.2)$$

Il est important de préciser que l'hypothèse de comportement isotropique de l'eau étant acceptée, la viscosité turbulente ν_t sera toujours un scalaire.

L'ensemble des modèles étudiés dans le cadre de ce travail appartiendra à cette famille.

Nous citerons à titre informatif d'autres solutions possibles.

- Modèles de transport des contraintes de Reynolds
- Modèles à viscosité turbulente non linéaire
- Modèles exprimant directement la divergence des contraintes de Reynolds

Ayant adopté l'hypothèse de Boussinesq, la dernière étape consiste à déterminer la valeur de cette viscosité turbulente pour chaque cellule. De nombreux modèles existent et, bien que l'on s'intéresse particulièrement au modèle (k-l) dans ce travail, on en citera plusieurs autres afin de garder une vision globale.

1.9.1. Viscosité turbulente constante

Il s'agit du modèle le plus simpliste qui consiste à affecter une valeur à ν_t en tout point de l'écoulement ; cette valeur ne sera alors soumise à aucune variation dans le temps.

Son utilisation peut se révéler être complexe, car il est important de fixer des valeurs cohérentes de ν_t afin d'obtenir des résultats significatifs. Il peut être pratique afin d'obtenir des premiers résultats lors de l'élaboration d'un nouveau code de calcul.

Dans l'étude des écoulements en lit composé, on peut certes affecter différentes valeurs aux lits mineurs et majeurs, mais les applications de ce modèle restent limitées.

1.9.2. Viscosité turbulente proportionnelle à $\lambda U^* h$

L'hypothèse principale dans ce modèle est que la viscosité turbulente est proportionnelle au frottement sur le fond du lit. On considère donc la vitesse de cisaillement U^* définie comme suit, avec τ_b la contrainte de cisaillement sur le fond :

$$U^* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} = \sqrt{gRS_0} \quad (2.9.2.1)$$

On peut également l'exprimer sous la forme :

$$U^* = \sqrt{c_f(U^2 + V^2)} \quad (2.9.2.2)$$

Avec c_f un facteur de frottement défini par l'équation de Darcy-Weisbach comme :

$$c_f = \frac{gn^2}{h^{1/3}} \quad (2.9.2.3)$$

La viscosité turbulente est alors définie selon :

$$\nu_t = \lambda U^* h \quad (2.9.2.4)$$

λ est un facteur de viscosité turbulente adimensionnel. Il faudra, de manière similaire au modèle ν_t constant, définir sa valeur en tout point de l'écoulement, valeur qui sera également indépendante du temps. Ce modèle a certaines applications et peut fournir des résultats cohérents pour des écoulements en eaux peu profondes où le frottement du lit se trouve être la source principale de turbulence.

Le danger de ces deux premiers modèles est qu'il est possible d'ajuster à l'aide d'un processus itératif les variables de turbulence afin de rapprocher les résultats des valeurs expérimentales. On peut alors se retrouver avec des résultats non significatifs qui semblent cependant se rapprocher de la réalité. Une vision critique doit être conservée en tout temps vis-à-vis de l'affectation de ces valeurs turbulentes.

1.9.3. Longueur de mélange (Prandtl, von Karman)

L'hypothèse de départ est que les tourbillons accentuent l'échange de moments en accélérant le processus de diffusion moléculaire. Ces modèles appliquent le concept de longueur caractéristique de mélange turbulent noté l_m tel que :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.9.3.1)$$

Il y a plusieurs façons de déterminer cette entité l_m , Prandtl et von Karman proposant respectivement deux méthodes de calcul différentes.

Ce modèle fournit de bons résultats dans les cas où la turbulence est principalement générée par du cisaillement transverse, des murs par exemple. Il sera préféré au modèle précédent pour des dispositions à faible rapport largeur sur hauteur d'eau.

Un défaut commun de ces trois modèles, qui sont décrits comme des modèles algébriques, est l'absence de prise en compte des « history effects ». Ce phénomène signifie que la turbulence en un point de l'écoulement est influencée par la turbulence en amont de celui-ci. Or, ici, la turbulence est décrite localement selon le flux moyen en ce point.

Les modèles suivants permettent la prise en compte de ce phénomène.

1.9.4. Modèle à deux équations (k- ε)

Rastogi et Rogi (1978) ont proposé une version moyennée sur la hauteur du modèle tri-dimensionnel classique (k- ε) à deux équations développé par Launder et Spalding (1974). La viscosité turbulente est définie par :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.9.4.1)$$

Les deux variables turbulentes moyennées que sont k l'énergie cinétique de turbulence et ε le taux de dissipation d'énergie turbulente sont décrites par leurs équations de transport respectives suivantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + P_h + P_{kv} - \varepsilon \quad (2.9.4.2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_h + P_{\varepsilon v} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.9.4.3)$$

Les valeurs de l'ensemble des variables empiriques sont décrites dans le tableau ci-dessous ; elles ont été déduites de procédures expérimentales :

σ_ε	σ_k	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_μ
1.3	1.0	1.44	1.92	0.09

Dans leur comportement, les équations (2.9.4.2) et (2.9.4.3) sont similaires. Les termes à gauche traduisent, de gauche à droite, la variation temporelle et le transport par convection. Les deux premiers termes à droite implémentent la diffusion turbulente des variables.

Le terme P_h exprime la production d'énergie cinétique turbulente, résultant de l'interaction entre les contraintes de cisaillement turbulente et le gradient de vitesse moyenné, selon :

$$P_h = \nu_t \left(2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right) \quad (2.9.4.4)$$

Les termes P_{kv} et $P_{\varepsilon v}$ sont des termes sources, qui traduisent la production de turbulence due à la non-uniformité du profil vertical de vitesse. Ils expriment ainsi la production turbulente due au frottement du lit.

Rastogi et Rodi ont par après émis l'hypothèse que ces termes étaient proportionnels à la vitesse de cisaillement U^* tel que :

$$P_{kv} = c_k \frac{U^{*3}}{h^{1/3}} \quad \text{avec} \quad c_k = \frac{1}{\sqrt{c_f}} \quad (2.9.4.5)$$

1.9.5. Modèle à une équation (k-l)

Nadaoka et Yagi (1998) ont proposé un modèle à une équation moyenné sur la hauteur. Il s'agit en réalité d'un modèle simplifié du modèle k- ε à deux équations où k est décrit selon son équation de transport (2.9.4.2).

Ils définissent par ailleurs algébriquement la longueur caractéristique de la turbulence l_d . L'hypothèse avancée est que cette longueur est proportionnelle à la hauteur d'eau, en considérant le frottement du lit comme source de turbulence principale :

$$l_d = \xi H \quad (2.9.5.1)$$

Une valeur de $\xi = 0.1$ est alors proposée par Nadaoka et Yagi. Le terme de dissipation est exprimé selon :

$$\varepsilon = c_d \frac{k^{3/2}}{l_d} \quad \text{avec} \quad c_d = 0.17 \quad (2.9.5.2)$$

La viscosité turbulente peut être réécrite avec cette nouvelle expression :

$$\nu_t = \frac{C_\mu \cdot k^{\frac{1}{2}} \cdot l_d}{c_d} \quad (2.9.5.3)$$

La liste de modèles existants est beaucoup plus longue, mais nous n'en avons détaillé qu'une minorité afin d'illustrer certaines des possibilités. Dans le cadre de ce travail, c'est principalement le modèle k-l qui a été développé. Cependant, nous nous inspirerons également du travail réalisé par Eugénie Deliens vis-à-vis du modèle $\lambda U^* h$ dans le but de comparer nos résultats et d'en tirer des conclusions.

2. Résolution numérique

Dans ce chapitre, nous commencerons par détailler la démarche théorique utilisée pour établir le modèle numérique. Ensuite, nous discuterons du fonctionnement du code existant et de la façon dont le nouveau modèle de turbulence sera implémenté. Finalement, nous aborderons quelques problèmes liés au programme et les solutions développées.

2.1. Méthode des volumes finis

Afin de définir le schéma pour un maillage non structuré, étudions d'abord un modèle 1D relativement simple :



Figure 9 : Maillage schéma 1D

Les frontières supérieures et inférieures sont dans ce cas des murs, les échanges ne seront pas considérés à ces interfaces et nous nous intéresserons seulement aux échanges entre les interfaces perpendiculaires à l'axe des x . Pour une telle configuration, les équations de Saint-Venant sous forme vectorielle s'écrivent :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = \mathbf{S} \quad (3.1.1)$$

Avec les termes vectoriels définis comme :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} h \\ q_x \end{pmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} q_x \\ \frac{q_x^2}{h} + \frac{gh^2}{2} \end{pmatrix} \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ gH(S_{0x} - S_{fx}) \end{pmatrix} \quad (3.1.2)$$

Les termes turbulents ne sont pas considérés dans cette démonstration par souci de clarté, leurs intégrations ne changeant en rien le raisonnement, mais alourdissant les expressions.

Tout schéma numérique des équations de Saint-Venant doit posséder les mêmes propriétés que les équations elles-mêmes, il doit être conservatif, majorer la vitesse de transport d'information et admettre la discontinuité des solutions.

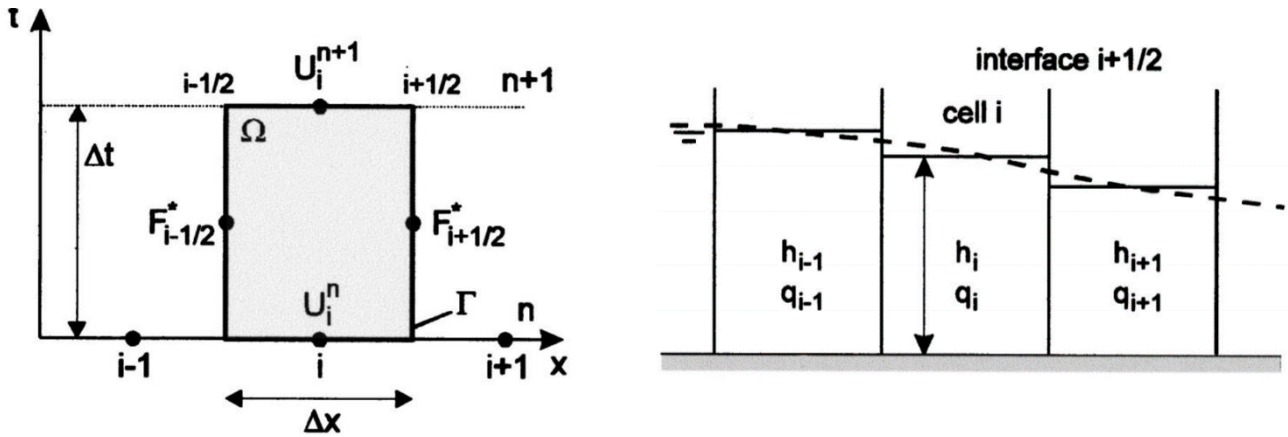


Figure 10 : Schéma modèle 1D [17]

Il est important de noter que les flux F^* sont calculés comme des valeurs moyennes dans l'intervalle de temps Δt et associés au temps moyen situé entre t^n et t^{n+1} . En considérant l'application de variable hydraulique constante pour chaque cellule, le schéma numérique peut être obtenu en intégrant les équations (3.1.1) et (3.1.2) dans le plan $x - t$:

$$\oint_{\Gamma} (U dx - F dt) = \iint_{\Omega} -S dx dt$$

$$U_i^n \Delta x - U_i^{n+1} \Delta x - F_{i+1/2}^* \Delta t + F_{i-1/2}^* \Delta t = -S_i^* \Delta t \Delta x$$

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{i+1/2}^* - F_{i-1/2}^*) + S_i^* \Delta t \quad (3.1.3)$$

L'intégration dans le temps associée au schéma numérique est simple et peut sembler explicite, sans sophistications telles que les schémas correcteurs-prédicteurs par exemple. Cependant, cette simplicité n'est qu'apparente puisque les termes de flux sont calculés à un temps intermédiaire. Le schéma n'est en fait ni réellement explicite ni réellement implicite.

Afin d'obtenir un schéma numérique pour les maillages non structurés, il convient de décomposer chacune des interfaces de la cellule, que nous pourrions alors traiter respectivement en utilisant le même genre de procédé que pour le modèle 1D. La figure suivante illustre l'approche choisie :

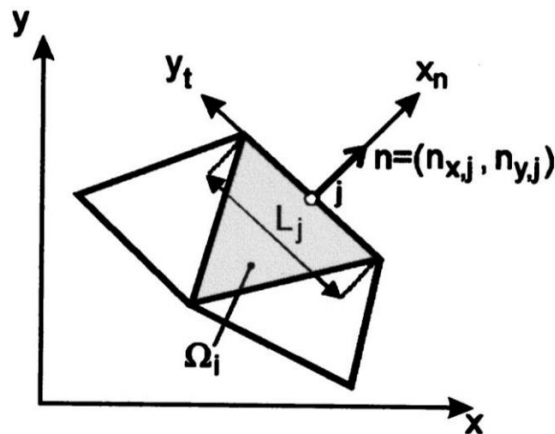


Figure 11 : Discretisation pour maillage non structuré, calcul des flux à une des interfaces [17]

La difficulté principale de ce schéma réside dans le fait que les variables hydrauliques sont décrites dans le repère $x - y$ général, mais que chaque interface de chaque cellule possède un repère particulier. Les termes de flux seront calculés de la même façon, en faisant appel aux variables dans le repère général, puis nous viendrons projeter les résultats sur le vecteur unitaire normal à l'interface étudié. Pour ce faire, on réécrit d'abord les équations de Saint-Venant en 2D sous forme vectorielle :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (3.1.4)$$

Avec les termes les vecteurs définis comme :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} h \\ uh \\ vh \end{pmatrix} \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} uh \\ u^2h + \frac{gh^2}{2} \\ uvh \end{pmatrix} \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} vh \\ uvh \\ v^2h + \frac{gh^2}{2} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ gh(S_{0x} - S_{fx}) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_{xx}}{\rho} h \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_{xy}}{\rho} h \right) \\ gh(S_{0y} - S_{fy}) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_{yx}}{\rho} h \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_{yy}}{\rho} h \right) \end{pmatrix}$$

On obtient donc la formule générale pour un maillage non structuré constitué de triangles :

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Omega_i} \sum_{j=1}^3 (\mathbf{F}_j^* n_{x,j} + \mathbf{G}_j^* n_{y,j}) L_j + \mathbf{S}_j \Delta t \quad (3.1.5)$$

Avec Ω_i l'aire de la base de la cellule ; L_j la longueur de l'interface ; $(n_{x,j}, n_{y,j})$ les composantes du vecteur normal sortant à l'interface j .

Si on introduit les vecteurs $\bar{\mathbf{U}} = \mathbf{T}\mathbf{U}$ et $\mathbf{F}(\bar{\mathbf{U}}) = \mathbf{T}(\mathbf{F}n_x + \mathbf{G}n_y)$ avec $\mathbf{T}$ la matrice de transformation de repère tel que, pour u_n et v_t les composantes de la vitesse respectivement normale et tangentielle à l'interface :

$$\bar{\mathbf{U}} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & n_x & n_y \\ 0 & -n_y & n_x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ uh \\ vh \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h \\ u_n h \\ v_t h \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F}(\bar{\mathbf{U}}) = \begin{pmatrix} u_n h \\ u_n^2 h + \frac{gh^2}{2} \\ u_n v_t h \end{pmatrix}$$

À partir de ces valeurs, il est possible de calculer les valeurs des flux $\mathbf{F}_j^*$ pour chaque interface, en considérant localement un problème 1D. Il est possible de résumer cet échange à une interface par l'équation :

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\bar{\mathbf{U}})}{\partial x_n} = \bar{\mathbf{S}} \quad (3.1.6)$$

Avec $\bar{\mathbf{S}} = \mathbf{TS}$. L'équation générale décrivant l'évolution des variables hydrauliques d'une cellule i peut être synthétiser en une formule par :

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Omega_i} \sum_{j=1}^3 \mathbf{T}_j^{-1} \mathbf{F}_j^* \mathbf{L}_j + \mathbf{S}_j \Delta t \quad (3.1.7)$$

Afin d'itérer les variables hydrauliques dans le temps, il faut encore déterminer les termes $\mathbf{F}^*$. L'objectif du chapitre suivant est d'expliciter le modèle de calcul utilisé pour déterminer ces valeurs.

2.2. Modèle de Roe

Dans un problème 1D général, applicable comme expliqué plus haut au cas 2D par décomposition, le schéma de Roe permet de calculer les termes de flux $\mathbf{F}^*$.

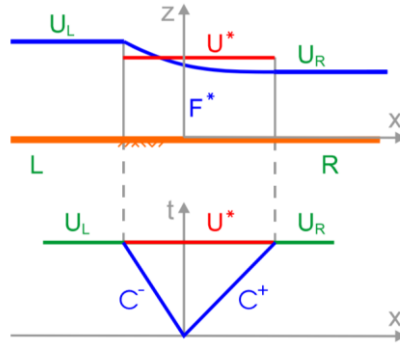


Figure 12 : Schéma 1D du schéma de Roe [1]

$$\mathbf{F}^* = \frac{1 + \widetilde{Fr}}{2} \mathbf{F}_L + \frac{1 - \widetilde{Fr}}{2} \mathbf{F}_R + \tilde{c} \frac{1 - \widetilde{Fr}^2}{2} (\mathbf{U}_L - \mathbf{U}_R) \quad (3.2.1)$$

Avec les indices L décrivant les variables de la cellule de gauche et R celles de la cellule de droite. Les vitesses $\tilde{u}$ et $\tilde{v}$ moyennées sur la hauteur, exprimées dans le repère général $x - y$, la célérité moyenne d'une perturbation $\tilde{c}$ et le nombre de Froude moyen $\widetilde{Fr}$ sont définis selon :

$$\tilde{u} = \frac{\frac{u_R h}{\sqrt{h_R}} + \frac{u_L h}{\sqrt{h_L}}}{\sqrt{h_R} + \sqrt{h_L}} \quad \tilde{v} = \frac{\frac{v_R h}{\sqrt{h_R}} + \frac{v_L h}{\sqrt{h_L}}}{\sqrt{h_R} + \sqrt{h_L}} \quad \tilde{c} = \sqrt{0.5g(h_R + h_L)}$$

$$\widetilde{Fr} = \min \begin{cases} \frac{\frac{u_R h}{\sqrt{h_R}} + \frac{u_L h}{\sqrt{h_L}}}{\sqrt{0.5g(h_R + h_L)(\sqrt{h_R} + \sqrt{h_L})}} & \text{si subcritique} \\ 1 & \text{si supercritique} \end{cases}$$

2.3. Fonctionnement général du programme SDFlow2D

Le fonctionnement général du code SDFlow2D est décomposable en plusieurs étapes. L'ensemble s'inscrit dans la fonction `Main()` générale.

Premièrement, le programme récupère les accès aux fichiers d'entrée et les informations pour les fichiers de sortie.

Deuxièmement, il construit le domaine de calcul, il définit les modalités de calcul, tel que le modèle de calcul de flux ou le nombre de points de soutien pour les dérivés. Il prépare ensuite le calcul des dérivés, en affectant les cellules de soutien et en préparant les matrices de résolution pour le calcul des dérivés. Dans le cadre de ce travail, la méthode LSFD (Least Squared based Finite Difference) sera adoptée pour le calcul de dérivés de toutes les simulations. Il affecte finalement les niveaux de fond à chaque cellule.

Ensuite, le programme va appeler la fonction de mise à jour du domaine, qui commencera par calculer le pas de temps de cette itération, défini selon la condition CFL. Il va ensuite calculer les termes de flux à chaque interface et enregistrer l'ensemble des variables hydrauliques dans les variables U_{old} ainsi que les variables turbulentes Vt_{old} , k_{old} , ε_{old} qui seront utilisées pour les calculs des dérivés.

Le programme appellera la fonction `Cell.Update()` pour chacune des cellules. Cette fonction va alors ajouter les termes de flux aux anciennes variables hydrauliques, la méthode utilisée y intégrant les termes sources dus à la pente de fond. Il va ensuite stocker ces nouvelles variables hydrauliques intermédiaires U_{smooth} , avant de calculer les termes sources dûs au frottement du lit. Si elle est activée à ce temps-là, il appellera la fonction `Turbulence()` qui calculera les termes sources turbulents. Après les avoir calculés, la fonction résout l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente à partir des valeurs stockées dans U_{old} , Vt_{old} , k_{old} , ε_{old} dans l'ensemble des cellules. Elle détermine un nouveau k qui permettra d'en déduire un nouveau Vt et ε pour chacune. Il est important de préciser que ces nouvelles variables ne seront influentes qu'au pas de temps suivant, car les termes sources de turbulence sont calculés au préalable à partir des anciennes variables. La fonction ajoute ensuite les termes sources aux variables hydrauliques et s'assure que les variables U_{smooth} et U aient le même signe. Le cas échéant, la valeur de la variable sera fixée à zéro du fait de la nature physique du phénomène : le frottement ne peut pas inverser un flux mais peut seulement s'y opposer. Le programme va ensuite procéder à une autre mesure de sécurité vis-à-vis de la hauteur d'eau, qui sera imposée nulle si elle se trouve inférieure à une valeur $h_{min-depth}$.

Finalement, le temps est incrémenté du pas de temps défini précédemment et on met à jour le domaine jusqu'à avoir atteint le temps de simulation t_{end} fixé.

À la page suivante, la figure illustre le fonctionnement du code détaillé précédemment. Les parties en gras sont les parties dans lesquelles des modifications ou des ajouts ont été apportés par rapport au code précédent intégrant le modèle de turbulence $\lambda U^* h$.

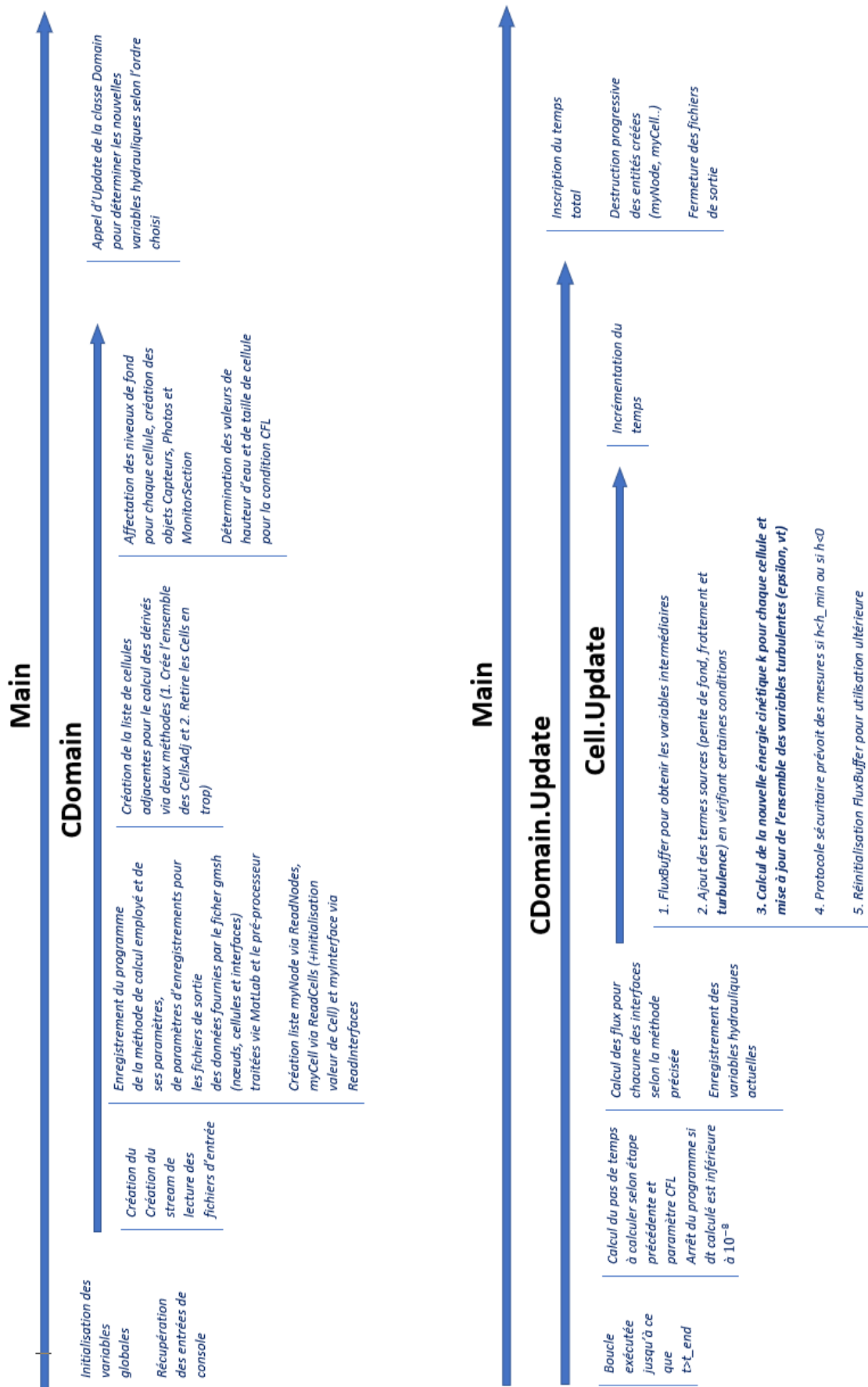


Figure 13 : Schéma de fonctionnement du programme SDFlow2D

2.4. Choix d'implémentation

2.4.1. Encadrement des valeurs de k

Cette partie concerne les décisions qui ont été prises au niveau de l'implémentation. En effet, il est parfois difficile de prédire exactement comment le code va se comporter. Suite notamment à l'apparition de problèmes, certaines mesures de sécurité ont été mises en place afin de pallier d'éventuels dysfonctionnements. Il est à noter que c'est la configuration UCM qui a été abordée pour établir le code, et que c'est de celle-ci qu'il sera question ici. Sa géométrie est illustrée brièvement ci-dessous à titre informatif, de plus amples informations se trouvent dans le chapitre qui lui est dédié.

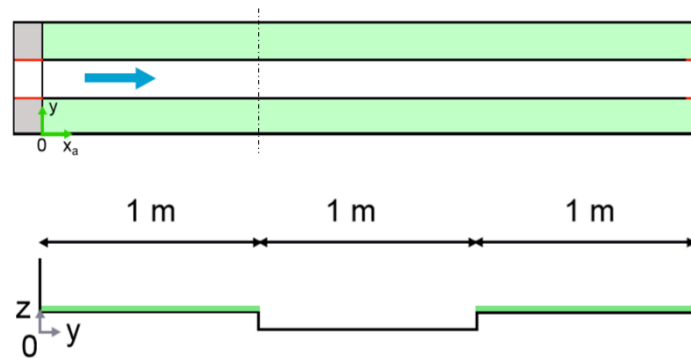


Figure 14 : Plan et coupe du canal à lit composé UCM et UCW [10]

Une attention particulière sera alors apportée vis-à-vis des autres configurations afin de s'assurer de l'adéquation du code.

La première mesure est de forcer k positif ou nul. Sans celle-ci, l'équation (2.9.4.2) conduit à des valeurs négatives qui n'ont pas de réalité physique, car l'énergie cinétique de turbulence ne peut être inférieure à 0. Une certaine attention est alors portée aux autres termes turbulents : ν_t et ε . On imposera ainsi $\varepsilon = 0$ si $h < ZERO_depth$ et $\nu_t = 0$ si $\varepsilon = 0$ afin de prévenir la division par zéro.

Cependant, un autre problème est apparu. L'ensemble était stable mais des valeurs très grandes de k apparaissaient rapidement au niveau de la frontière amont ainsi que localement. Ci-dessous, on peut observer ces valeurs de k dans le canal UCM avec la turbulence activée au bout de 60 secondes.

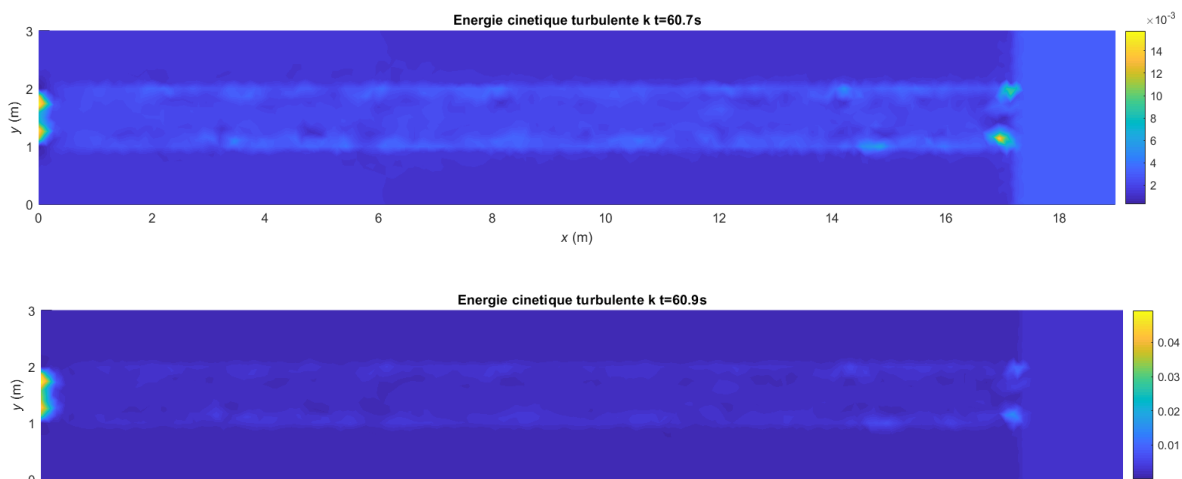


Figure 15 : Champ de l'énergie cinétique de turbulence, turbulence activée à $t=60s$

Des anomalies semblent apparaître en certains point, dans lesquels la valeur de k augmente de manière exponentielle.

En une seconde à peine, la valeur extrême de k génère des termes sources turbulents démesurés qui amènent parfois le programme à assigner des valeurs invraisemblables aux variables hydrauliques des cellules. L'information se propage alors à travers les échanges entre cellules et le calcul des dérivés perturbe les résultats.

Les valeurs élevées de k près de la frontière amont n'ont pas de sens physique. En effet, l'imposition de débit est uniforme le long du lit mineur et des phénomènes turbulents d'une telle intensité ne sont pas censés y apparaître. Afin d'y remédier, on appliquera une valeur maximale à k qu'on assignera systématiquement dans le cas où l'équation (2.9.4.2) nous donne une valeur qui lui est supérieure. Deux questions surviennent alors : quelle valeur maximum assigner à k ? est-ce une solution acceptable ou un « bricolage » de modélisation ?

Précisons qu'une solution qui n'a pas été investiguée consiste à appliquer des valeurs de k à la frontière amont. Cependant, un traitement général appliqué à l'ensemble du maillage nous a semblé plus adapté puisqu'on observe aussi l'apparition de phénomènes extrêmes locaux. La tâche d'assigner des valeurs correctes de k à l'écoulement peut également être fastidieuse étant donné qu'on ne dispose pas de relevés expérimentaux des fluctuations turbulentes pour tous les cas tests.

Il nous semble aussi utile de préciser que la valeur de k maximale dépendra des configurations et une certaine attention sera apportée à chaque nouvelle expérience pour s'assurer du bon calibrage. Néanmoins, après avoir réalisé plusieurs simulations amenant à de bons résultats au niveau des profils de vitesses et des hauteurs d'eau pour le canal UCM, on retrouve des profils semblables à ceux ci-dessous, en dehors des zones « d'anomalies » :

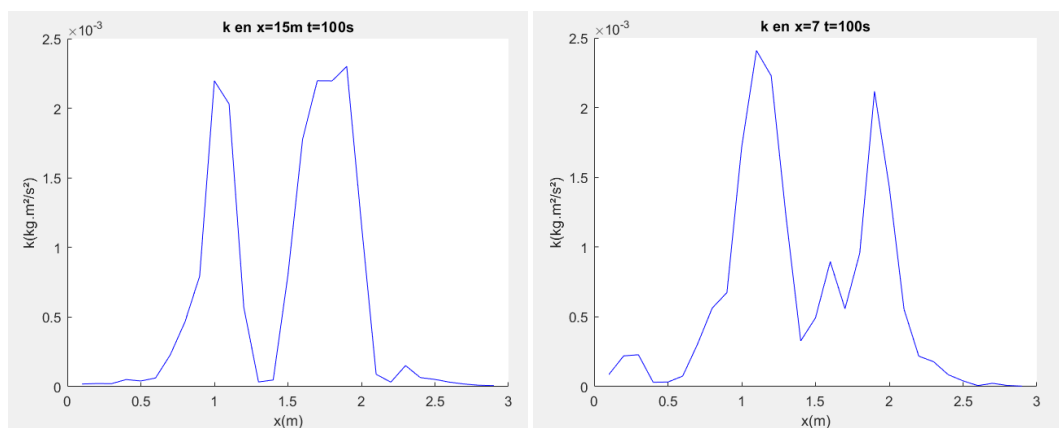


Figure 16 : Profil de k pour x constant à l'état d'équilibre

Une valeur de l'ordre de 10^{-2} reste largement supérieure aux valeurs normales de k de sorte qu'elle n'a pas d'impact sur la turbulence en général dans l'écoulement.

Elle suffit cependant à stabiliser le système et permet d'éviter la formation des anomalies précédemment décrites. On obtient ainsi un champ d'énergie cinétique turbulente à l'aspect suivant :

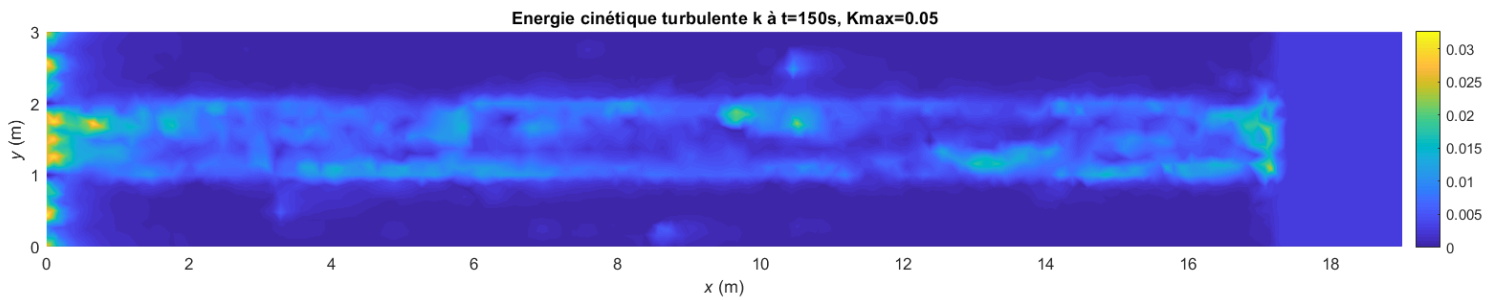


Figure 17 : Champ de l'énergie cinétique turbulente avec k majorée à 10^{-2}

La solution de $K = 5 \cdot 10^{-2}$ a été expérimentée et semble livrer de bons résultats. On voit dans la figure 17 que les valeurs de k ne sont contraintes que par l'équation $k \geq 0$. La majoration de k est donc non influente sur la solution d'équilibre et contribue simplement à la stabilité du programme. De plus, les profils de vitesse et de hauteur ont une bonne correspondance avec les résultats expérimentaux (ces derniers seront détaillés dans le chapitre dédié à l'UCM). On peut en conclure que cette valeur maximale est adaptée dans le cas UCM et que la démarche générale d'encadrer k entre zéro et $K_{\max}$ est adéquate.

Une des particularités des résultats observés est la présence de taches dans le champ de l'énergie cinétique turbulente, ces dernières correspondant à des zones où les valeurs de k sont localement plus grandes. Elles semblent être des anomalies de simulation ; en effet sur la figure 18 elles apparaissent dans le lit majeur sans réelle explication. Ci-dessous, on discutera du phénomène et de ses conséquences.

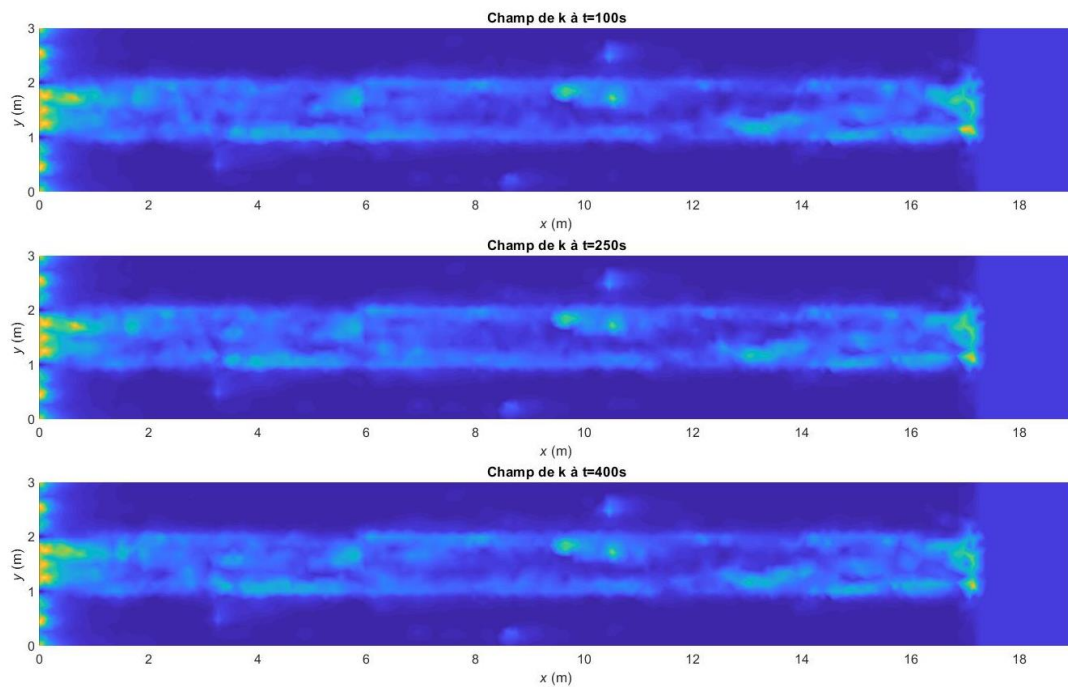


Figure 18 : Évolution du champ de l'énergie cinétique turbulente k dans le temps

La première chose à retenir de ces structures turbulentes est qu'elles sont relativement stables dans le temps. Une simulation a été menée sur une durée de 400 secondes, avec la turbulence activée à 60 secondes.

On voit qu'elles apparaissent rapidement et qu'elles persistent une fois qu'elles se sont déclarées. On en conclut que ces taches sur le champ de k s'inscrivent dans la configuration d'équilibre et qu'il ne s'agit pas de phénomènes transitoires.

Nous pouvons également, dans une démarche de meilleure compréhension du phénomène, confronter les résultats tirés de différents maillages détaillés ci-dessous.



Figure 19 : Maillage testés pour l'étude des variations du champ de k

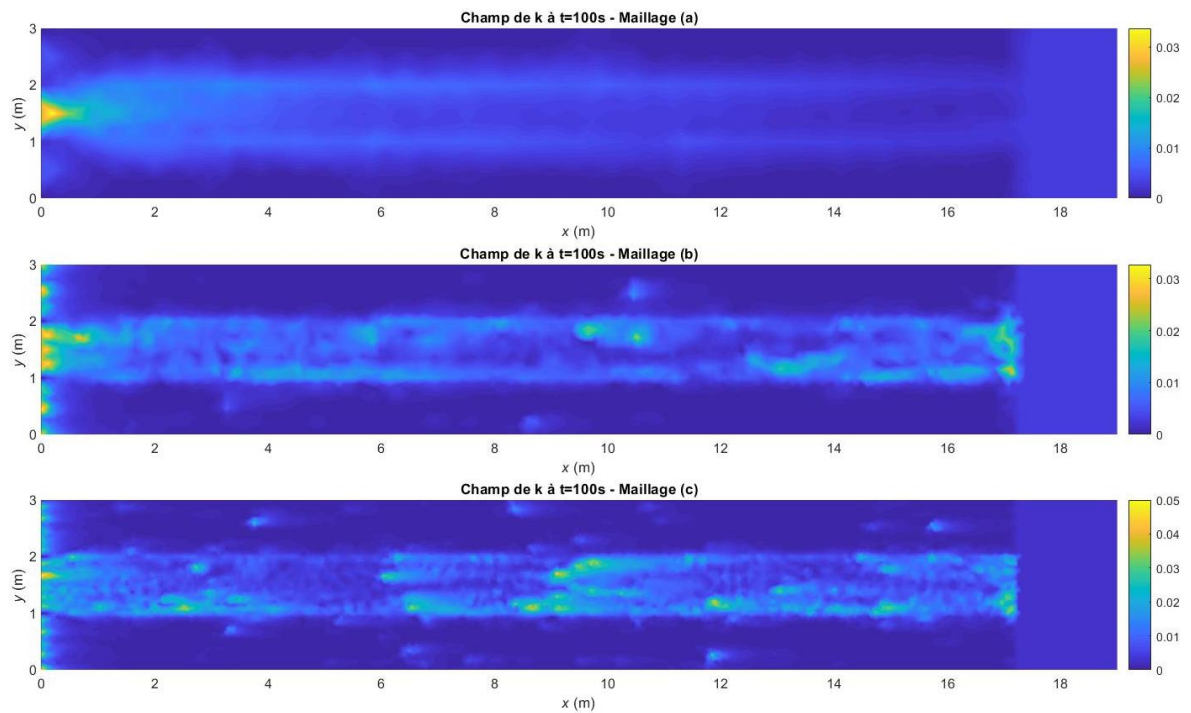


Figure 20 : Champ de k pour différents maillages

Si le maillage grossier se comporte correctement, nous observons que plus le maillage s'affine, plus les taches se multiplient, mais plus leurs dimensions diminuent. Nous observons également que des valeurs extrêmes de k apparaissent pour le maillage plus fin.

Il semble que ces anomalies soient particulières à chaque configuration, étant donné que nous ne retrouvons pas celles du maillage (b) dans le maillage (c).

Nous étudierons finalement l'impact de ces phénomènes locaux sur les profils de vitesse, afin de juger si le phénomène est négligeable ou non. Pour ce faire, nous travaillerons avec le maillage (b), car les plus grandes taches s'y trouvent.

Nous considérons deux profils, respectivement à $x = 3.35$ m et $x = 16.15$ m, avec la première section coupant directement dans une des taches.

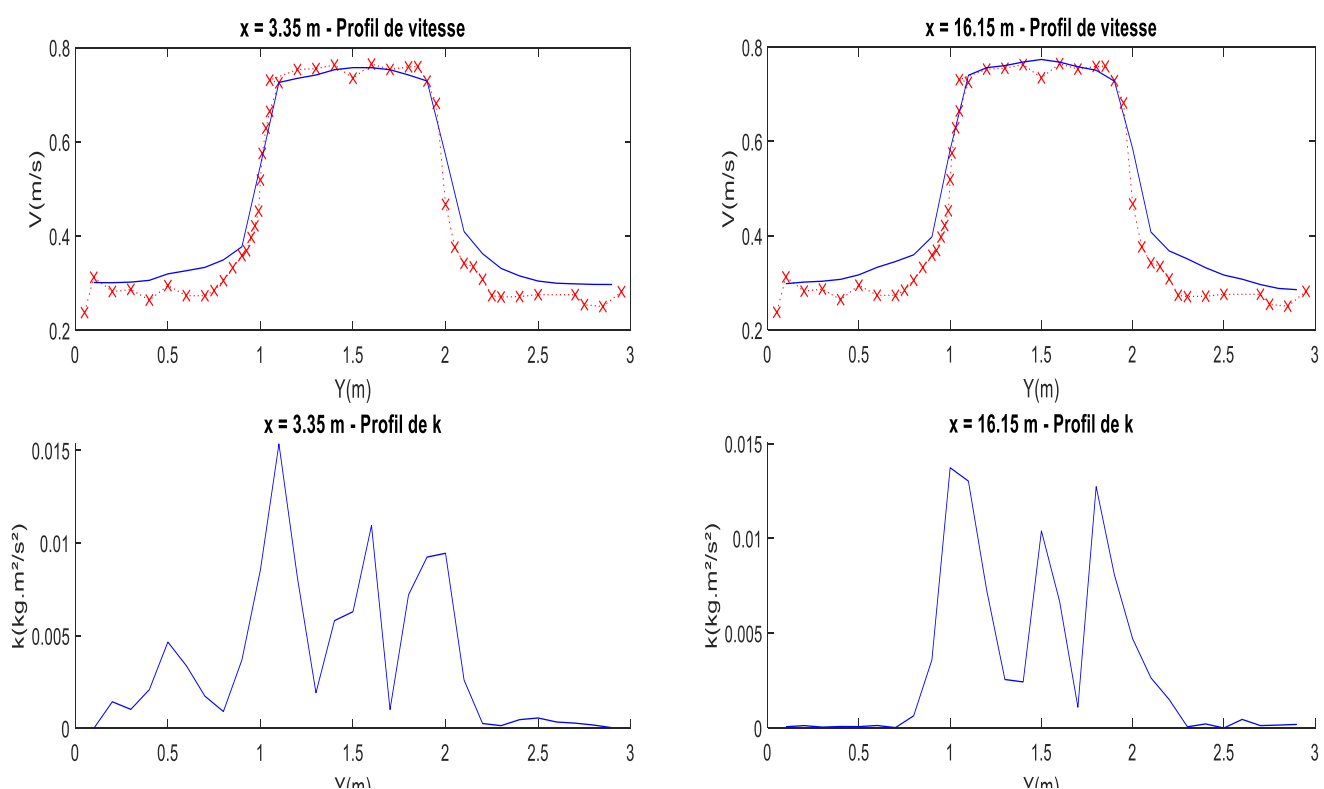


Figure 21 : Profil de vitesse et de k pour deux sections à $t=120$ s

Précisons que ces mesures ont été tirées de l'écoulement à l'équilibre, le temps de simulation étant de 120 secondes.

Nous observons effectivement pour la section en $x=3.35$ m des valeurs anormalement hautes de k au niveau du lit majeur en $Y = 0.5$ m. En analysant précisément les profils de vitesse, nous pouvons remarquer qu'ils ne sont pas exactement symétriques ; les différences sont infimes, mais elles restent relativement plus flagrantes dans le cas $x = 3.35$ m.

D'autre part, étant donné que les taches sont ponctuelles, qu'elles ont de faibles proportions et qu'elles sont peu nombreuses (on en compte trois pour le maillage (b) sur un canal de 18 mètres de long), nous considérons que leur impact est négligeable sur les résultats. Nous en tiendrons néanmoins compte lors de l'étude des profils de k pour certains des cas tests quand leur impact sera plus important.

2.4.2. Traitement de la condition aux limites aval

Un autre problème concernant la stabilité du code est survenu, cette fois lié à la frontière aval de l'écoulement. En effet, imposer un niveau d'eau constant sur toute la largeur d'un canal en lit composé est assez radical. Ce sont les cas dans les dispositions UCM et UCW.

Ci-dessous, les champs de vitesse dans le cas UCM à différent temps illustrent le problème. La fonction Matlab utilisée (Quiver2D) permet de représenter les vecteurs vitesses des cellules avec l'origine au centre de ces dernières et la longueur proportionnelle.

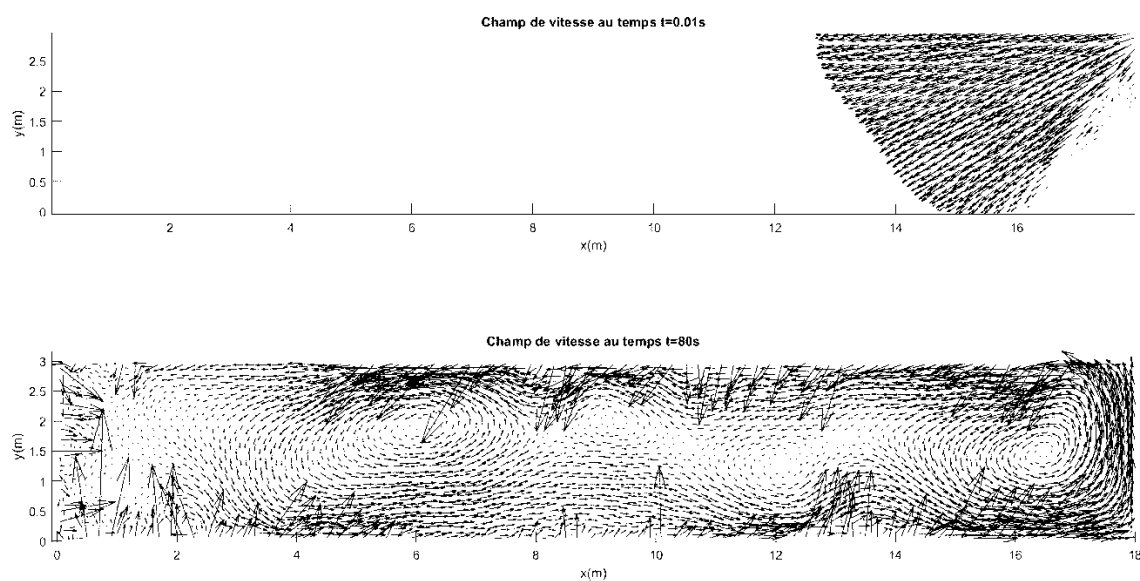


Figure 22 : Champs de vitesse avec le problème de recirculation à la frontière aval

On observe en effet dès les premiers instants de simulation des phénomènes incohérents : au-delà de l'absurdité d'un tel résultat, la vitesse de propagation de l'information est également non physique. Ce phénomène est extrêmement impactant et on observe, même après un certain temps de simulation, que le chaos est toujours présent. Ce problème est assez commun dans le cas de simulations numérique en 2D avec cette condition frontière. La raison de ce problème est que l'on impose un écoulement uniforme sur toute la hauteur d'eau, en espérant idéalement que l'ensemble des vitesses reste longitudinal. Cependant, dans la réalité, des recirculations ont lieu dans l'écoulement de manière locale et ce dernier n'est pas purement uniforme.

L'imposition de la hauteur d'eau directement en aval de l'écoulement est donc inadaptée. La solution consiste à implémenter une zone de transition en aval du canal, appelée bassin de dissipation, qui va amortir ces effets en réduisant au maximum leur impact, et d'imposer la condition de hauteur d'eau à son extrémité. Le but est de confiner les effets parasites dans ce dernier. Sur la figure 23, le type de dispositif est illustré. Il est important de préciser que ce dispositif nécessitera un calibrage

selon les expériences, concernant à la fois la longueur du bassin et la hauteur d'eau imposée en aval. En effet, le bassin de dissipation doit à la fois remplir son rôle et dissiper les anomalies, tout en ayant un impact moindre sur l'écoulement en amont, afin de reproduire au mieux les conditions expérimentales.

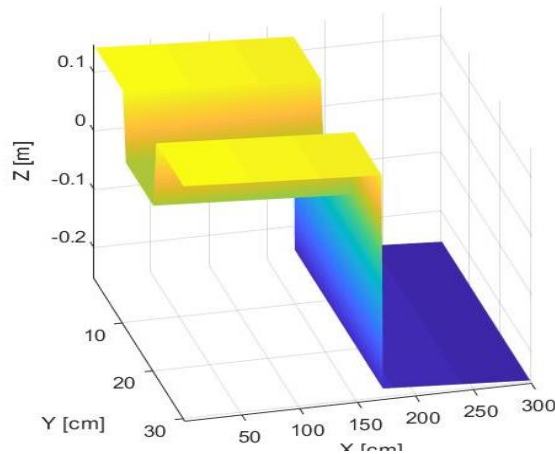


Figure 23 : Schéma de principe du bassin de dissipation (échelle non respectée)

La figure illustre le type de disposition adopté pour les cas UCM et UCW, le canal à lit composé s'arrêtera à $X = 172$ cm, viendra ensuite le bassin de dissipation sur une longueur à déterminer. Ce stratagème numérique sera employé pour le cas n°3 également, cependant il ne sera pas nécessaire pour le cas n°2, car le profil non symétrique de la géométrie ainsi que des profils de vitesse associés annihilent le phénomène.

Concernant la fonction de turbulence, elle ne sera appliquée que dans le lit composé lui-même, car, d'une part, la turbulence a tendance à accentuer les effets de recirculations dans le bassin et élargit la zone d'influence du phénomène. D'autre part, cela permet de réduire le temps de calcul.

3. Cas test n°1 : Projet Flowres, canal à lit composé UCM et UCW

3.1. Introduction

Le projet FlowRes s'inscrit dans une démarche générale d'amélioration des connaissances concernant les écoulements en lit composé. Il vise à estimer plus précisément l'aléa hydraulique (hauteur et vitesse) dans les lits majeurs des rivières. Deux pistes d'étude sont avancées : l'une souhaite évaluer si les pratiques de modélisation existantes utilisées pour un événement de période de retour $T \sim 100$ ans sont toujours valables pour des événements extrêmes, l'autre s'intéressera à l'étude des structures hydrodynamiques sur des canaux en laboratoire.

C'est cette 2^{ème} tâche qui nous concerne dans ce travail et on se limitera à l'étude des effets de transitions de rugosités longitudinales. C'est le cas des canaux UCM et UCW que l'on simulera avec notre modèle récemment développé. Ces canaux ont pour volonté de reproduire un contexte de végétation habituel pour le majeur, respectivement de type prairie (meadow) et bois (wood).

La configuration des cas tests UCM et UCW fut assez influente dans ce travail, car l'élaboration du code s'est faite à travers celle-ci. On présentera donc en détail le dispositif expérimental, pour ensuite discuter du réglage de certains paramètres. Finalement, on analysera les résultats fournis par la simulation, en comparant les résultats obtenus avec les relevés expérimentaux et d'autres modèles d'écoulement.

3.2. Conditions expérimentales

3.2.1. Géométrie et matériaux

L'expérience fut menée dans un canal de 18 mètres de long et 3 de large avec une pente uniforme de $S_0 = 1.05 \text{ mm.m}^{-1}$ au laboratoire d'Hydraulique et d'Hydromorphologie d'Irstea à Lyon-Villeurbanne en France. La section transversale est symétrique et consiste en un canal central rectangulaire d'un mètre de large et de deux berges adjacentes d'un mètre de large également chacune. Les berges sont surélevées d'une hauteur totale de 0.115 mètre par rapport au canal central.

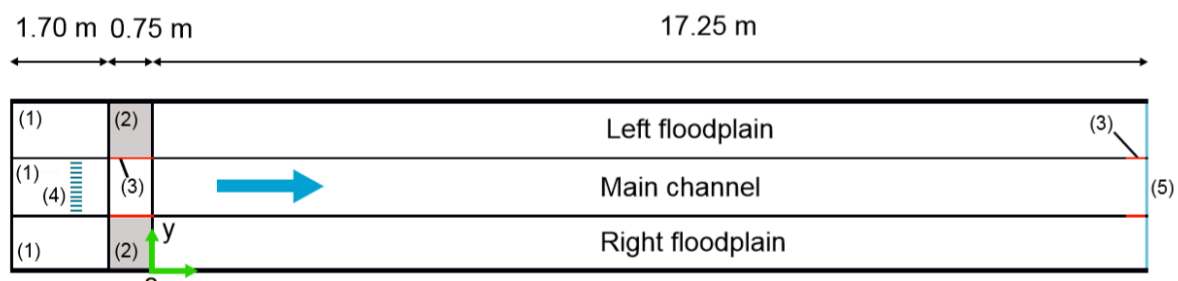


Figure 24 : plan pour les configurations UCM et UCW [5]

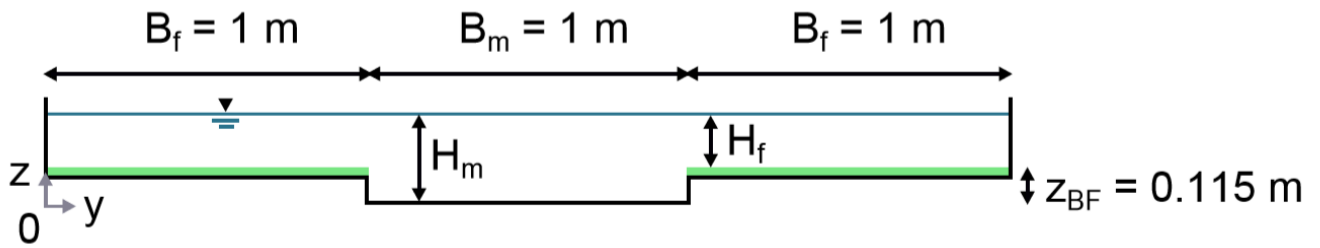


Figure 25 : coupe transversale pour les configurations UCM et UCW [5]

Elles sont dans les configurations UCM et UCW recouvertes d'herbe en plastique artificielle qui consistent en un ensemble de fibres rigides en plastique de 5 mm de long réparties densément et uniformément de sorte que la vitesse de l'écoulement dans cette structure soit considérée comme nulle. Elles sont collées à une plaque de PVC elle-même collée à la surface en verre. Pour la configuration UCW, des cylindres en bois sont rajoutés par-dessus ce dispositif. Il s'agit d'objet de 10 mm de diamètre, avec une densité surfacique de 81 cylindre par mètre carré dont la disposition est plus détaillée sur la figure 26. Une structure est ensuite solidarisée et superposée à ces cylindres afin de s'assurer de leur stabilité et de leur verticalité. Cette disposition avait pour objectif de reproduire les conditions, via la mise à l'échelle, d'une forêt riveraine dans les parties basses du Rhône. La surface du lit du fond du canal central est en verre et génère donc moins de frottement que les dispositions précédentes.

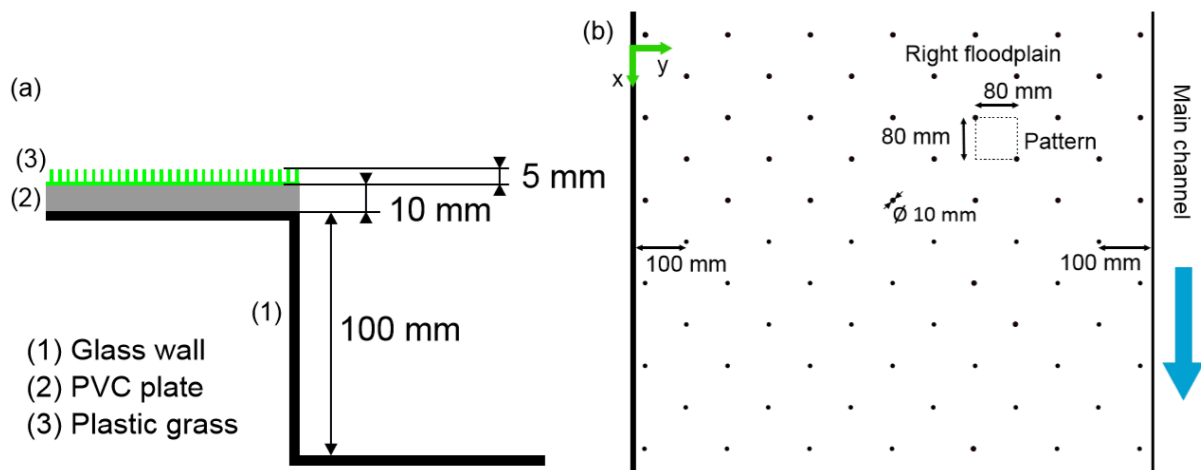


Figure 26 : Détails des dispositifs employés pour les configurations UCM (type prairie - à gauche) et UCW (type bois - à droite)

Le programme de mesure, assez complet, a permis d'obtenir les valeurs des vitesses selon les 3 axes principaux, ainsi que les valeurs des termes $u'u'$, $v'v'$, $w'w'$, $u'v'$, $u'w'$ et $v'w'$ selon le maillage illustré à la figure 27.

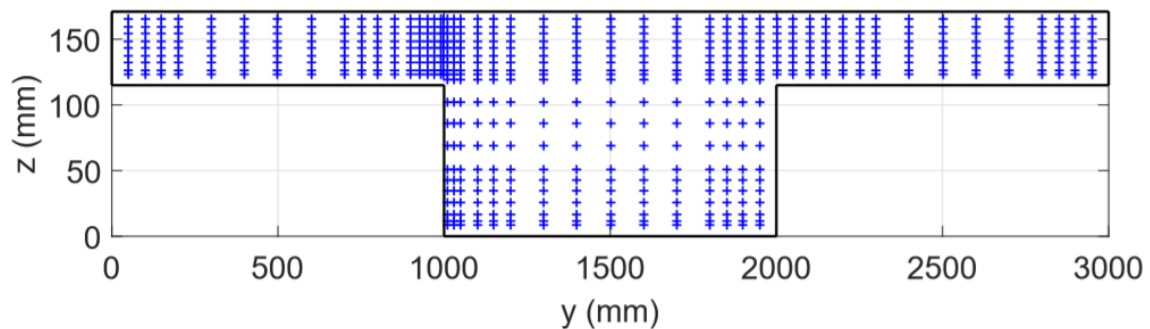


Figure 27 : Maillage de mesure, chaque croix représente un point d'acquisition [10]

3.2.2. Conditions d'écoulement

L'eau est stockée dans un réservoir de 130 m² et alimente le canal dans un circuit fermé. L'eau est ensuite pompée dans un château d'eau à hauteur constante et elle s'écoule ensuite par gravité vers le canal, le flux étant géré par un dispositif de vanne (trois au total pour les deux berges et le canal central). Ce système assure des valeurs de décharge divergeant au maximum de 1.5% de la valeur moyenne. Un dispositif en nid d'abeille dans le canal central, où le débit est plus important, servira à homogénéiser le flux dans les directions verticales et horizontales en empêchant la formation de structures d'écoulement. Au bout du canal, un système de trois déversoirs ajustables permet, via un processus itératif, d'obtenir un écoulement uniforme dans tout le canal.

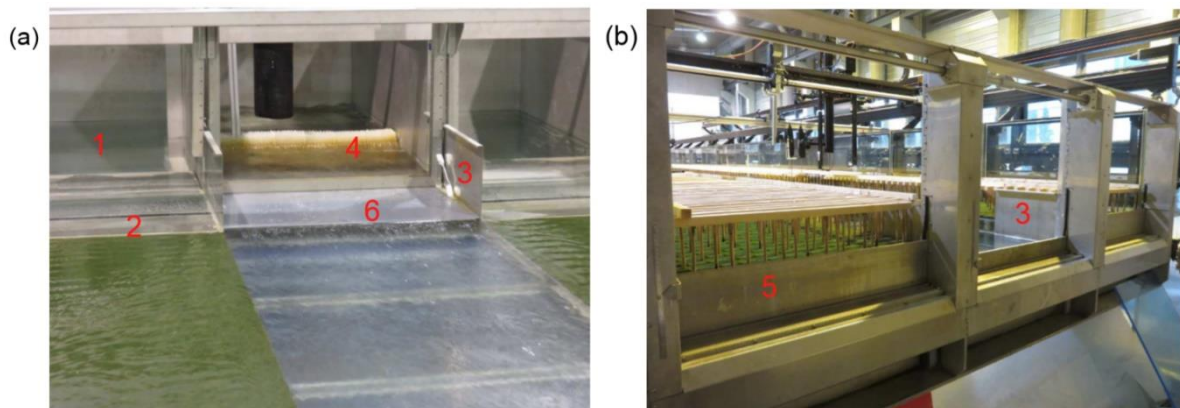


Figure 28 : Détails du dispositif expérimental UCM amont (a) et UCW aval (b) [5]

Concernant la modélisation, on reproduira les conditions expérimentales en imposant un débit en amont différent selon la configuration et l'endroit. Les données sont reprises dans le tableau ci-dessous. La condition aval sera adaptée afin d'obtenir un écoulement uniforme et donc une hauteur constante, dans toute la longueur du canal. Comme expliqué précédemment, pour un canal à section

symétrique, imposer une hauteur aval uniforme provoque l'instabilité du système. La condition frontière aval reste l'imposition d'une hauteur d'eau, mais l'ajout d'un bassin de dissipation demande de correctement calibrer cette dernière.

Configuration	$Q_{mc} [m^3/s]$	$Q_{fp} [m^3/s]$	$H_u [m]$
UCM	0.126	0.018	0.171
UCW	0.134	0.014	0.214

3.3. Convergence de la solution

Afin de s'assurer du bon fonctionnement de la simulation, et d'obtenir des résultats significatifs, il faut calibrer dans le temps les paramètres de simulation.

Tout d'abord, afin d'éviter certains phénomènes numériques, il faut appliquer la turbulence à un moment où l'écoulement est établi partout. Afin de se faire une première idée des résultats, on peut faire appel à la formule de la vitesse de propagation d'une onde infinitésimale dans un écoulement peu profond exprimée comme suit :

$$v = \sqrt{g \cdot h} \quad (4.4.1)$$

v la vitesse de cette onde [$m \cdot s^{-1}$] et h la profondeur d'eau [m]

Dans le cas UCM, relativement similaire au cas UCW, les hauteurs d'eau sont constantes sur la longueur et valent 0.17 m dans le lit mineur et 0.055 m dans le lit majeur. On obtient alors :

$$v_{mineur} = 1.29 m \cdot s^{-1} \text{ et } v_{majeur} = 0.70 m \cdot s^{-1}$$

L'important n'est pas que l'écoulement soit à l'équilibre mais que l'information des conditions frontières ait eu le temps de se propager afin d'éviter des phénomènes trop brusques. Dans la configuration choisie de 19 mètres de long, le temps minimum pour que l'information fasse un aller-retour entre les deux extrémités est :

$$t_{mineur} = 29.4 s \text{ et } t_{majeur} = 54 s$$

Avec les hypothèses très simplificatrices avancées, il conviendrait d'arrondir vers le haut par sécurité.

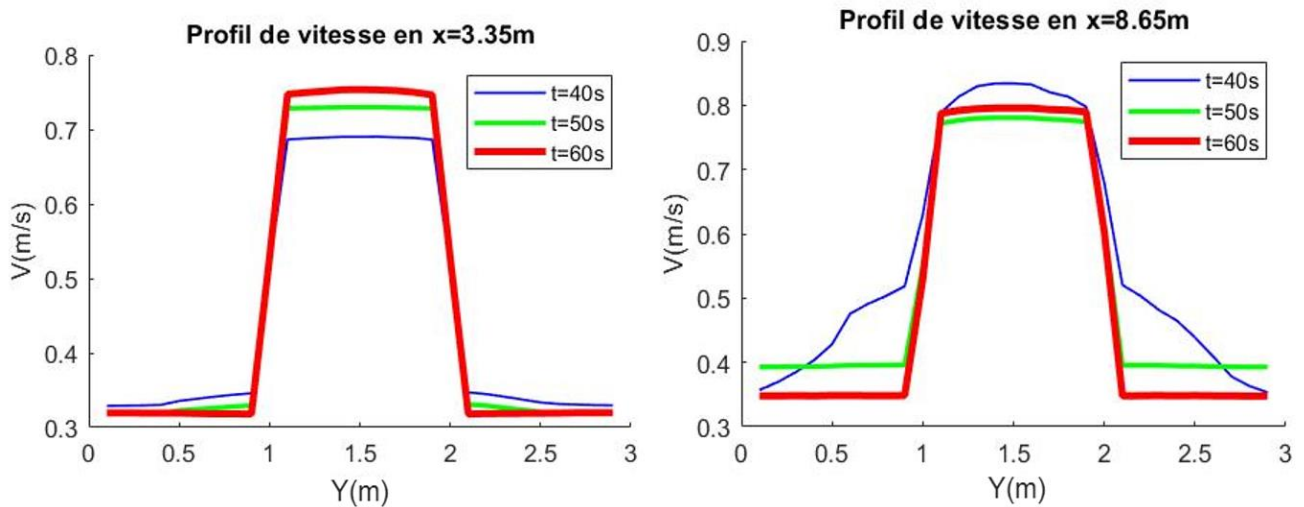


Figure 29 : Profil de vitesse sans turbulence

Ci-dessus, on peut observer les profils de vitesse de l'écoulement sans turbulence en deux positions : partie amont du canal et au milieu. On remarque que, comme prédit par l'investigation théorique, un temps de 40 secondes est trop court pour que le lit majeur soit proche de l'équilibre. On remarque une certaine variation entre les temps $t = 50s$ et $t = 60s$, mais il s'agit de variations mineures. On en conclut qu'un temps de 60 secondes est adéquat pour nos simulations.

Une fois la turbulence active, il faut également déterminer la durée nécessaire pour atteindre l'équilibre. La démarche consistera simplement à faire tourner la simulation jusqu'à observer la convergence des profils de vitesse. Ci-dessous on retrouve les profils de vitesse aux mêmes sections que précédemment avec la turbulence activée à $t = 60s$. On peine à distinguer les courbes $t = 100s$ et $t = 150s$ alors qu'on observe encore une différence entre $t = 80s$ et $t = 100s$ dans le cas en $x = 3.35$ m. On en conclura que, pour cette configuration, en activant la turbulence à $t = 60s$, un temps total de 100 secondes est nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre.

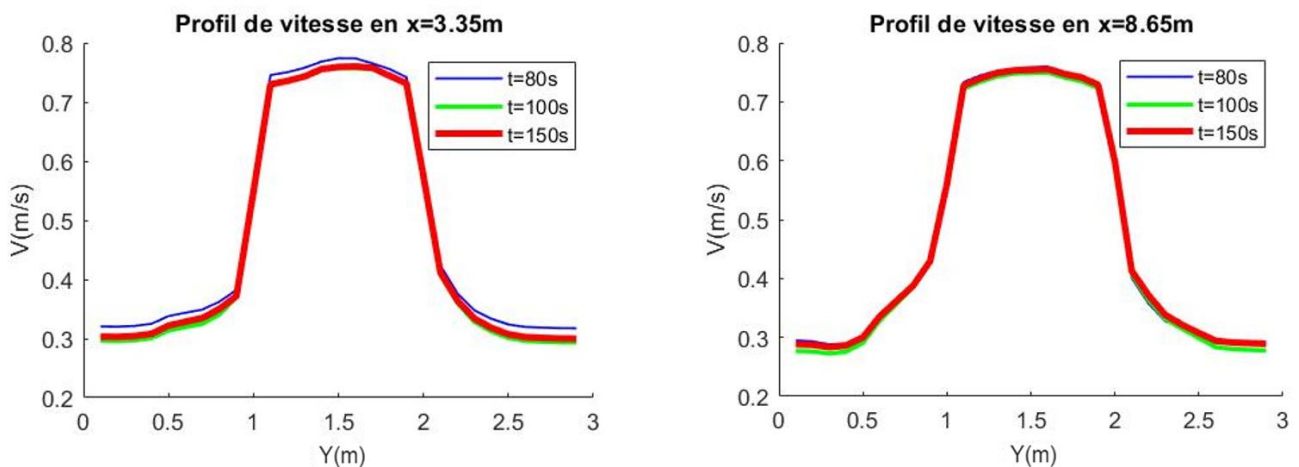


Figure 30 : Profil de vitesse avec turbulence

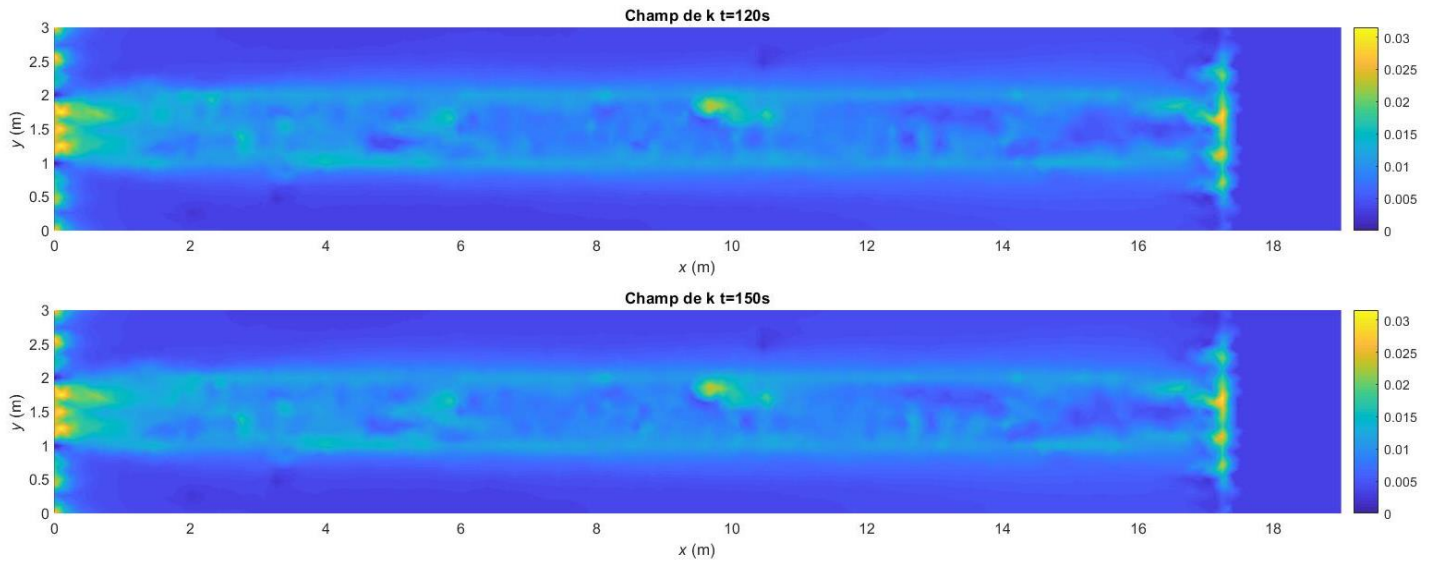


Figure 31 : Champ énergie cinétique turbulente

A partir de $t = 100$ secondes, le profil de vitesse semble stabilisé. Observons le comportement de k , l'énergie cinétique turbulente, après ce temps. Sur la figure 31, on peut observer que le schéma global est stable, des différences sont effectivement notables entre les graphes à $t = 120s$ et $t = 150s$, mais elles semblent minimales. Afin de s'assurer de la convergence des résultats, on a comparé le profil de k à différents temps en une section. Sur la figure 32, on peut remarquer une grande similarité au niveau du lit majeur, et un comportement assez instable dans le lit mineur. Dans la légende, les valeurs d'aire sont données pour chaque série de données, obtenues avec la fonction Trapz de Matlab qui approxime la valeur de l'intégrale, et donc de l'aire, en appliquant la méthode des trapèzes. On observe que, bien que le profil varie dans le temps, la diffusion totale induite semble être constante. On en conclut que les résultats en $t = 100s$ correspondent à la situation d'équilibre.

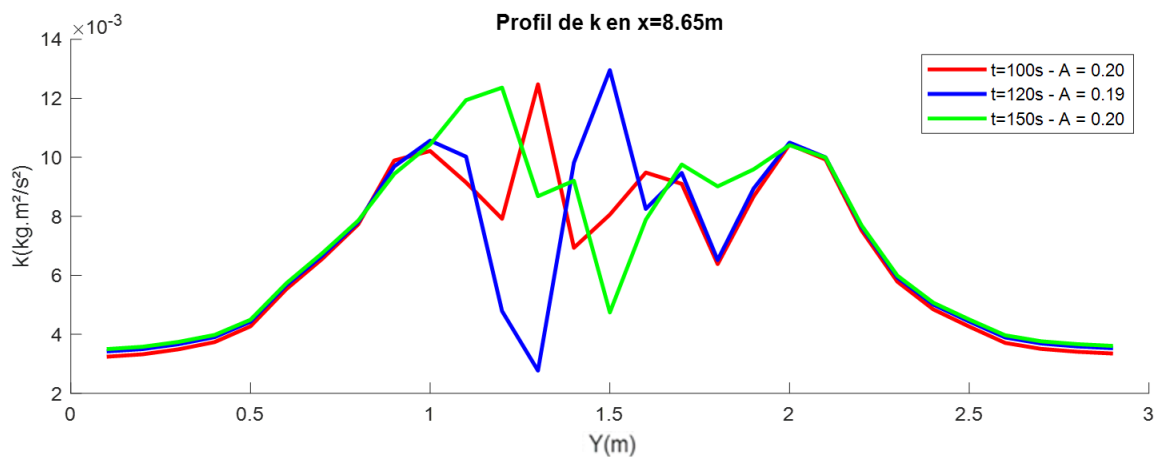


Figure 32 : Profil de k à différents temps en $x = 8.65m$

3.4. Détermination du coefficient de Manning pour les cas UCM et UCW

Afin de déterminer le coefficient de Manning apparent des surfaces de type meadow et wood, des expériences ont été menées sur des canaux à lit unique d'un mètre de large, avec de murs en verre encadrant l'écoulement de part et d'autre du lit. On peut donc admettre l'hypothèse que le frottement des murs est négligeable, d'autant plus que la surface totale de travail de friction du fond est bien plus importante que celle des murs. Le procédé expérimental est le même que pour les cas UCM et UCW, la longueur du canal fait aussi 18 mètres de long et on observe également l'écoulement lors de son régime uniforme.

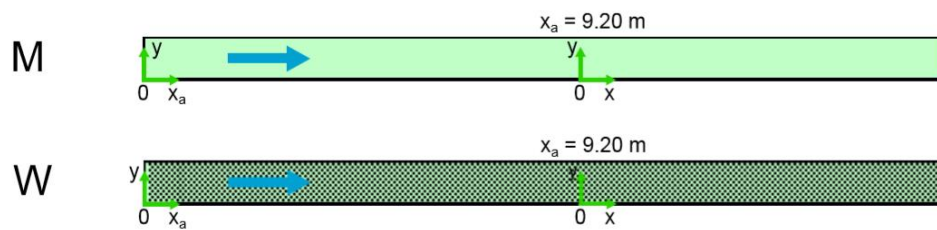


Figure 33 : Configurations des canaux à lit unique [10]

Afin d'obtenir des valeurs significatives, trois valeurs de débits furent testées pour étudier plusieurs degrés de submersion des structures M et W. Les résultats de ces 3 expériences sont repris dans le tableau ci-dessous :

Test case	Flow configuration	Q (L.s ⁻¹)	H (mm)	U_Q (cm.s ⁻¹)	Fr	Re (10 ⁻³)	R	β
M-Q7	Uniform meadow	7	35	20.6	0.35	29		
M-Q15	Uniform meadow	15	55	27.3	0.37	60		
M-Q50	Uniform meadow	50	116.5	42.9	0.40	200		
W-Q7	Uniform wood	7	55	12.7	0.17	28	0.25	
W-Q15	Uniform wood	15	113	13.3	0.13	60	0.10	
W-Q21	Uniform wood	21	152	13.8	0.11	84	0.06	
W0-Q15	Uniform wood with smooth bed	15	109	13.8	0.13	60	0.04	
MW-Q7	Transition from meadow to wood	7	49-56	14.3-12.5	0.21-0.17	28-28	0.25	-1.10
MW-Q15	Transition from meadow to wood	15	104-113	14.4-13.3	0.14-0.13	60-60	0.10	-0.89
MW-Q21	Transition from meadow to wood	21	143-152	14.7-13.8	0.12-0.11	84-84	0.06	-0.83
WM-Q7	Transition from wood to meadow	7	47-35	14.9-20.0	0.22-0.34	28-28	0.31-0.46	-1.28
WM-Q15	Transition from wood to meadow	15	76-56	19.7-26.8	0.23-0.36	60-60	0.16-0.25	-1.17
WM-Q50	Transition from wood to meadow	50	168-119	29.4-42.7	0.23-0.40	200-200	0.06-0.09	-1.08

Figure 34: Résultats des expériences dans les différents canaux du projet FlowRes [10]

À l'aide de la formule de Manning pour les écoulements uniformes et en réorganisant l'équation, on obtient :

$$n = \frac{R^{2/3} * S_0^{1/2}}{U_Q} \quad (4.5.1)$$

D'après l'hypothèse énoncée précédemment, on peut admettre que $R = H$, on a donc les résultats suivants, n exprimés en $[m^{-1/3}s]$:

Q [L.s ⁻¹]	7	15	21	50	Moyenne
n_{meadow}	0.0168	0.0172	/	0.018	0.017
n_{wood}	0.037	0.057	0.067	/	0.054

De manière générale, l'augmentation du débit, et de la hauteur d'eau uniforme, entraîne une augmentation du coefficient de Manning apparent de la surface. Cependant, pour le cas meadow, cette variation reste assez modeste et on peut considérer qu'une valeur de 0.017 est significative et sera adoptée pour les simulations futures.

Dans la configuration wood, les cylindres ralentissent plus considérablement l'écoulement, cependant le mode d'action est différent puisqu'il combine le frottement du fond, les frottements des cylindres ainsi que les structures turbulentes développée par ces derniers. Comme on peut l'observer dans les mesures, le coefficient de Manning apparent varie beaucoup selon le débit imposé. En effet, en multipliant le débit par trois, on double la valeur du coefficient de Manning. Ce comportement est dû au fait que les pertes de charges totales générées par les cylindres varient selon la hauteur immergée de ces derniers, alors que la surface de frottement du fond est constante. On peut donc s'attendre à observer des coefficients de Manning apparents sensiblement plus grands avec l'augmentation de la hauteur d'eau en régime uniforme, et donc du débit. Il semble donc compliqué d'en déduire une valeur générale pour l'implémentation numérique, la moyenne calculée est d'ailleurs très peu significative. Afin de déterminer une valeur, on peut interpoler la valeur voulue selon la hauteur d'eau immergée. Bien qu'un « simple » coefficient de Manning ne suffise pas à reproduire tous les phénomènes liés à ces structures immergées, on s'en contentera car l'important est de générer d'une manière ou d'une autre un ensemble de pertes de charges dans le lit majeur pour étudier le comportement de l'écoulement dans le lit mineur (dans le cas UCW, les mesures ont été prélevées uniquement dans le lit mineur).

Dans le cas UCW, la hauteur d'eau mesurée a pour valeur 0.214 mètres dans le lit mineur, ce qui correspond à 0.099 mètres dans le lit majeur. On peut alors, pour en déduire une valeur approximative, interpoler via les données précédentes, ce qui donne :

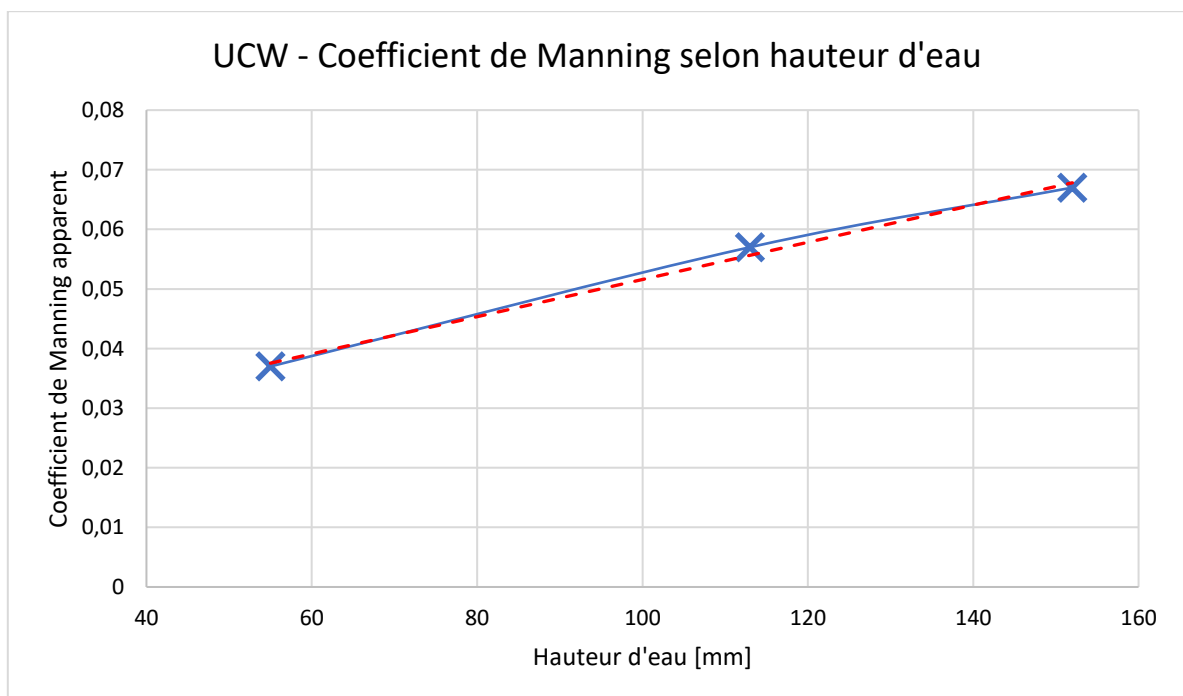


Figure 35 : Étude du coefficient de Manning dans le cas d'un lit unique type wood

La courbe pointillée rouge représente la courbe de tendance linéaire résultante des données fournies. Par lecture graphique, on en déduit qu'une valeur de 0.051 est une bonne valeur de départ pour les simulations ultérieures, cependant on rappelle que cette valeur est possiblement sujet à modification.

Finalement, pour le lit mineur en verre, on adoptera une valeur de 0.01 comme coefficient de Manning.

3.5. Méthode et analyse des résultats du cas UCM

3.5.1. Choix du maillage



Figure 36 : Différents maillages investigués

Nous étudions ici l'influence de la grossièreté du maillage sur la qualité des résultats, en investiguant également la stabilité du système. En effet, la méthode de résolution basée sur la recherche de cellules de soutien pour le calcul des dérivés peut mener à des phénomènes non souhaités. L'étude se fera dans la configuration UCM.

Nous observons aux figures 38 et 39 différents profils de vitesse obtenus après un temps de simulation $t = 100$ s. Les limites du maillage (a) sont mises en évidence car la non-symétrie des profils est assez prononcée (cette non-symétrie n'est pas souhaitable dans ce cas-ci), particulièrement en $x = 13.15$ m.

S'il fallait effectuer une comparaison quantitative, il faudrait adapter les configurations à chaque maillage car, comme le montre le figure 37, les lignes d'eau varient de manière prononcée en fonction

de ceux-ci. La ligne bleue représentant le maillage (b) est d'ailleurs la seule qui reproduit correctement un axe Mu.

Le maillage (c) est plus lisse que les autres et aucun angle n'est apparent sur la courbe ; cependant il s'éloigne quand même plus des résultats que le maillage (b). Précisons que nous ne critiquons que l'allure générale de la courbe, et non la proximité entre la simulation et l'expérience. Dans ce cas de figure, la géométrie des profils proposés avec le maillage (b) est clairement celle qui semble la plus adéquate.

Il est à noter que les temps de simulation sont exponentiels selon la diminution d'une longueur caractéristique de maille et les temps de simulation entre (b) et (c) varient du simple au quadruple. Ceci ne représente pas un argument dans la décision mais démontre un bon compromis représenté par le maillage (b) entre temps de calcul et qualité de résultat.

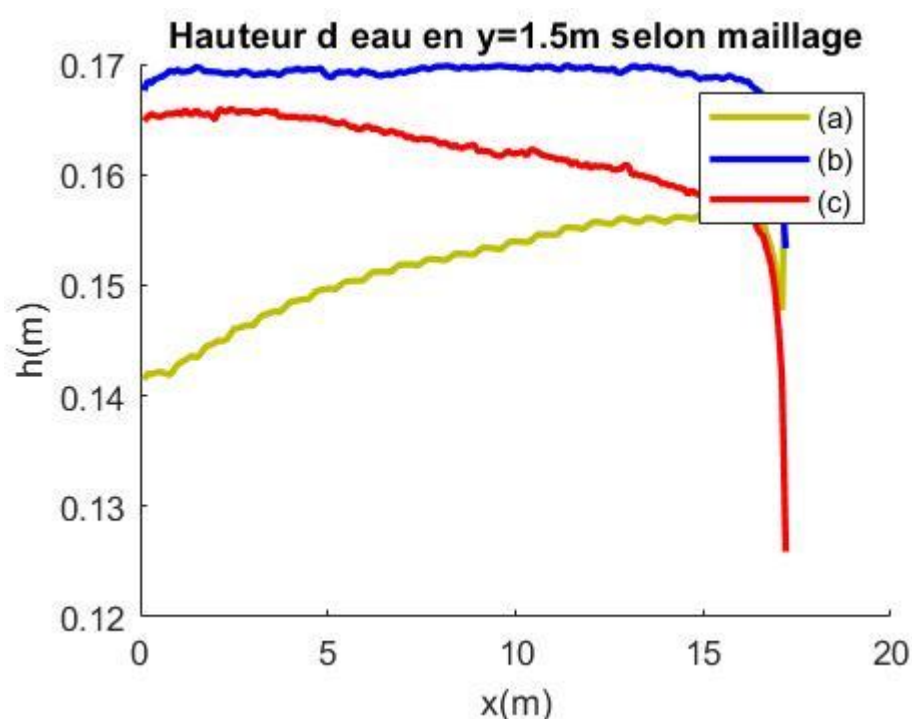


Figure 37 : Hauteur d'eau selon maillage

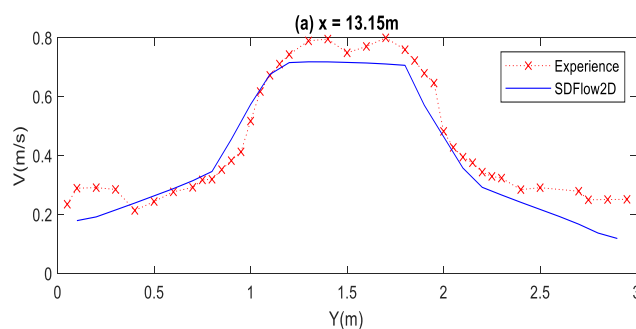
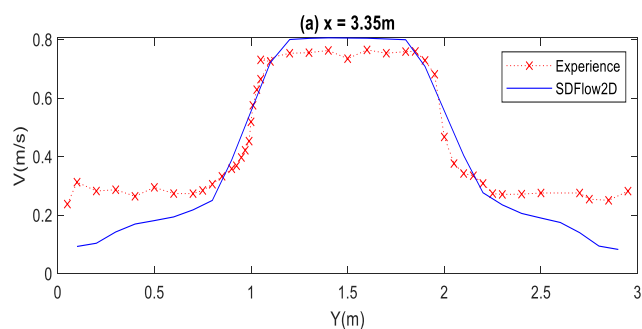


Figure 38 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur selon maillage

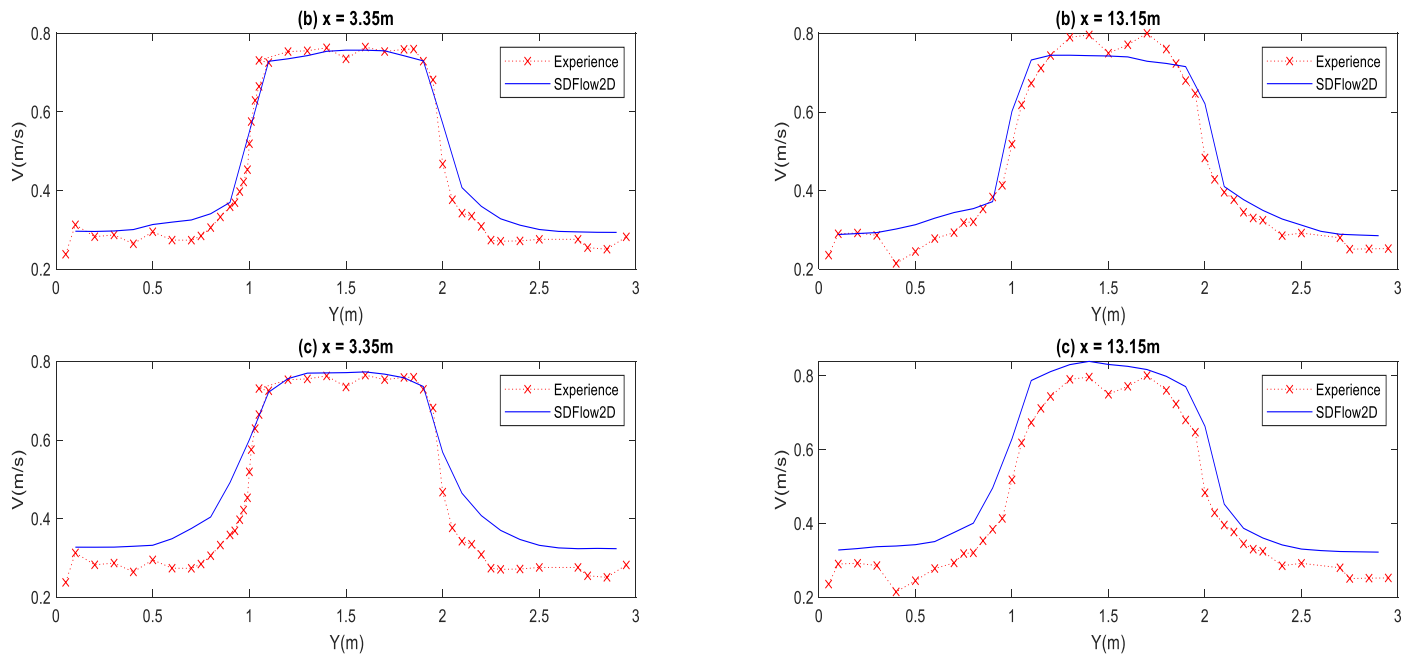


Figure 39 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur selon maillage

4.1.1. Hauteur d'eau et influence de la condition aval

Dans la procédure expérimentale, on rappelle que la condition aval est constituée par trois déversoirs dont la hauteur est ajustée afin d'établir un axe hydraulique Mu dans le canal (régime d'écoulement uniforme et hauteur constante). Cette condition fut traduite numériquement par l'imposition d'une hauteur d'eau. Cependant, devant les problèmes de recirculation, il a fallu disposer un bassin de dissipation et il faut donc calibrer cette condition frontière afin d'imposer la hauteur d'eau de 0.17m en $x = 17.2$ m. De plus, il faut également s'assurer du bon établissement de l'axe Mu avant de pouvoir analyser les profils de vitesse.

Nous avons donc fait varier la hauteur d'eau en aval afin d'en observer l'influence. On peut observer qu'il faut donc rehausser la hauteur d'eau imposée en aval, notamment du fait de la pente de fond. Nous avons opté pour une valeur de $h = 0.175$ m, la figure ci-dessous illustre les résultats obtenus avec une telle valeur.

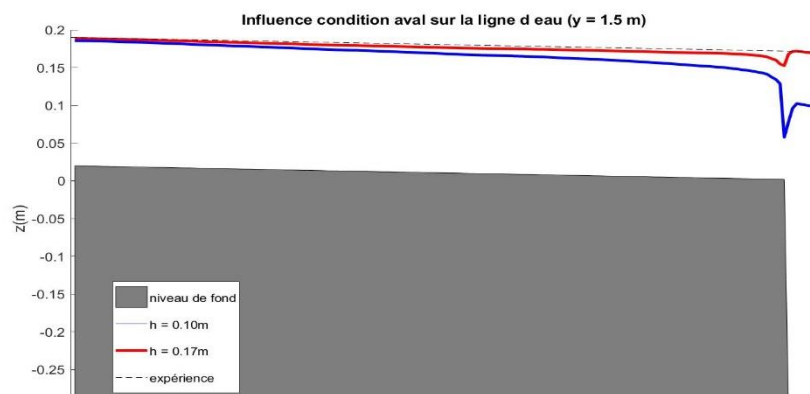


Figure 40 : Hauteur d'eau mesurée et simulée en $y=1.5$ m

On observe dans le cas le plus extrême, une valeur de 0.169 mètre dans le lit majeur au lieu de 0.171 mètres, qui correspond à une variation de l'ordre d'un pourcent. On considèrera donc cette configuration adéquate à l'étude des profils de vitesse.

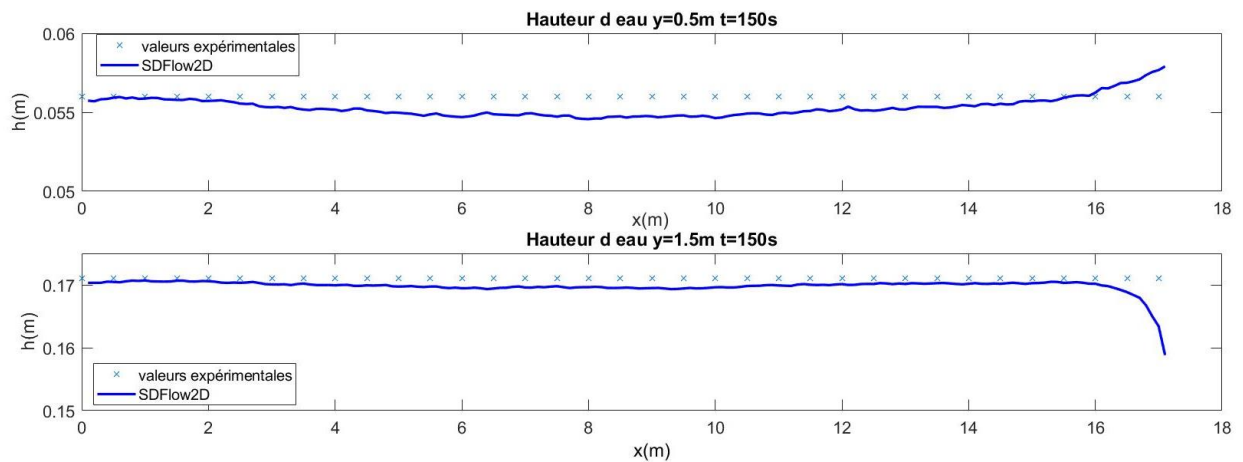


Figure 41 : Hauteur d'eau dans le lit majeur (en haut) et mineur (en bas)

Afin de définir l'influence de la longueur du bassin de dissipation, nous testerons plusieurs dispositions. Le but étant de définir une longueur idéal absorbant les effets de recirculation induits par la condition frontière aval. On partira de l'hypothèse qu'on réalise une fosse de 30 cm de profondeur et on cherchera la longueur adaptée à cette configuration. Les résultats sont présentés dans la figure 42.

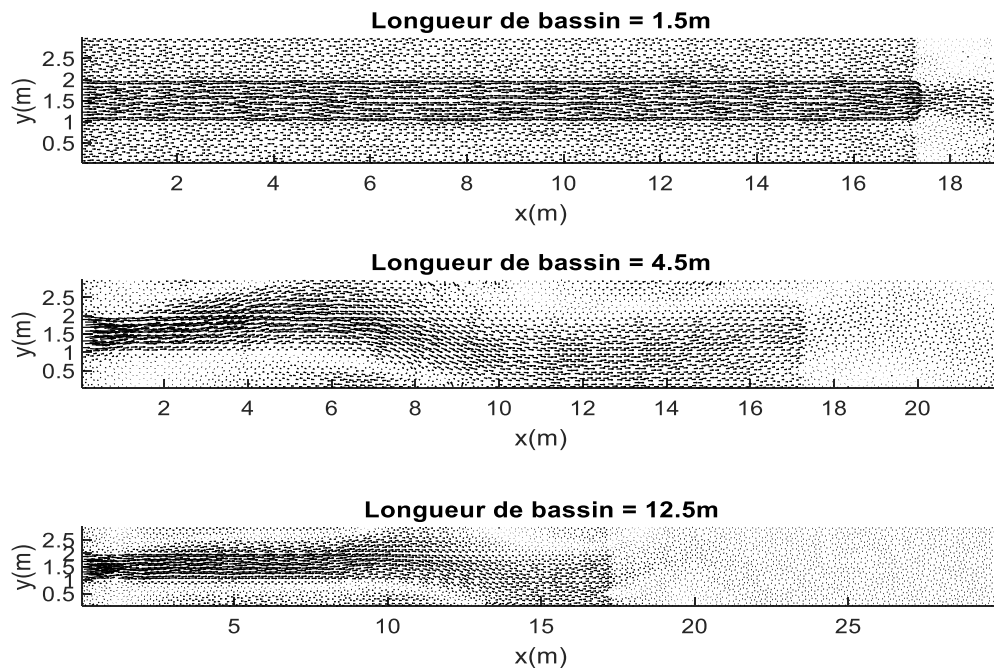


Figure 42 : Influence de la longueur de dissipation sur les phénomènes de dissipation liés à la condition frontière aval

Pour cette étude, on cherche à obtenir des filets fluides relativement longitudinaux. Il semble qu'allonger le bassin ne résolve pas le problème, de plus cela augmente le temps de calcul. Devant la

constance du champ de vitesse obtenu avec une valeur de 1.5 m, on en conclut que cette configuration est adaptée pour obtenir des résultats significatifs.

4.1.2. Influence k_{initiale} et k_{maximale}

Dans cette partie, nous discuterons d'abord des valeurs de k maximales et de leur influence sur le comportement numérique pour ensuite étudier l'influence de k initial. Pour ce faire, on comparera différentes paramétrisations en s'intéressant au champ de l'énergie cinétique turbulente et aux valeurs des variables hydrauliques et turbulentes en $x = 8.65\text{m}$.

Pour rappel, une étude avait déjà été menée au point (3.4.1.) déterminant une valeur k_{max} de 0.05. On a expérimenté l'impact qu'aurait une valeur plus basse sur le champ de k et les profils de vitesse et on a ainsi testé des valeurs de 0.2 et 0.5.

On peut observer sur la figure 43 l'intérêt de borner k du fait du comportement de son équation de transport près de la frontière. La comparaison des champs scalaires s'en trouve quelque peu biaisée du fait des valeurs extrêmes, cependant on observe la même structure de répartition. Afin de faire une étude quantitative, étudions une section (figure 45).

Devant l'importante similarité entre les profils de vitesse, et le champ scalaire de k , on en conclut que la borne supérieure n'est pas influente une fois dépassé une certaine valeur (dans notre cas de l'ordre de 0.01), si on néglige les effets à la frontière amont. Ces derniers imposent cependant de limiter intelligemment la valeur afin de pallier les phénomènes numériques incohérents physiquement à la frontière amont.

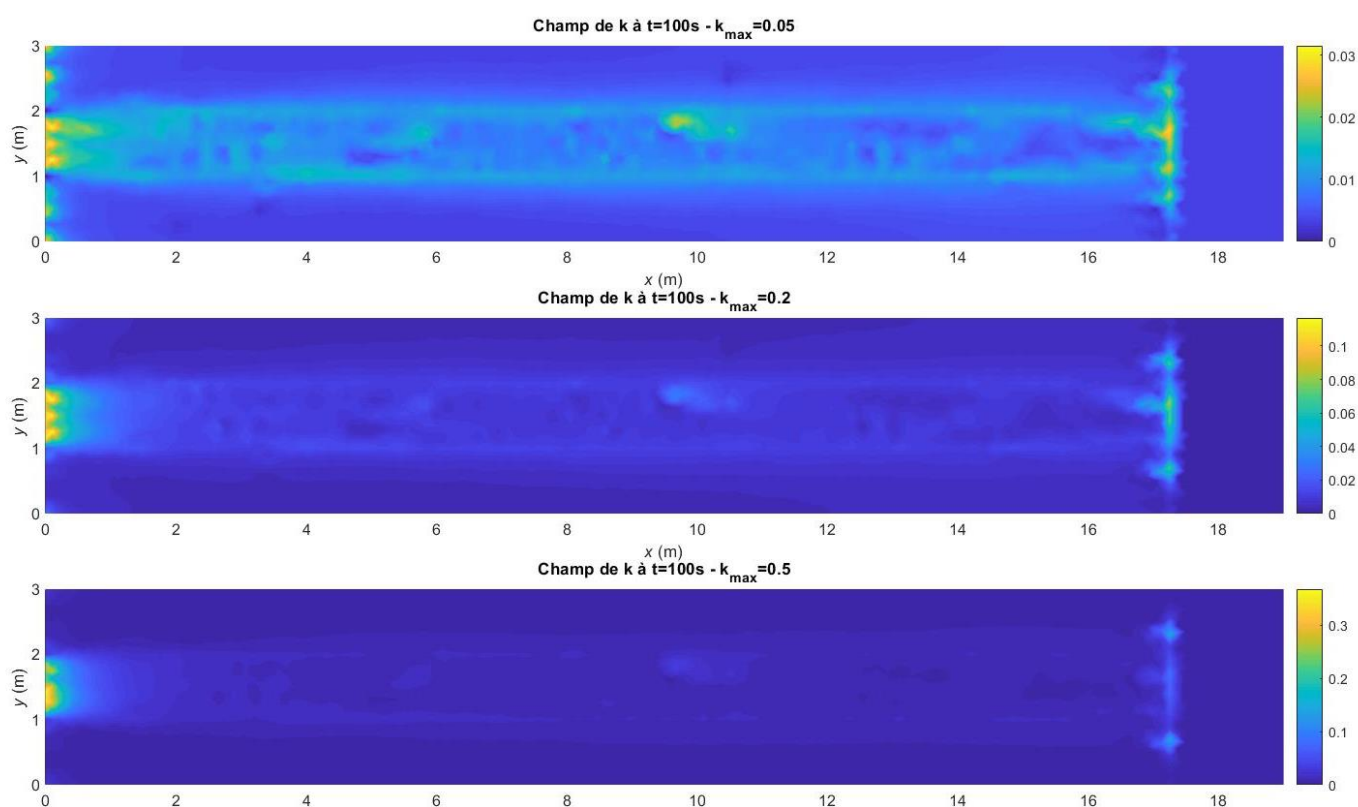


Figure 43 : Influence de la borne supérieure de k sur le champ scalaire de k

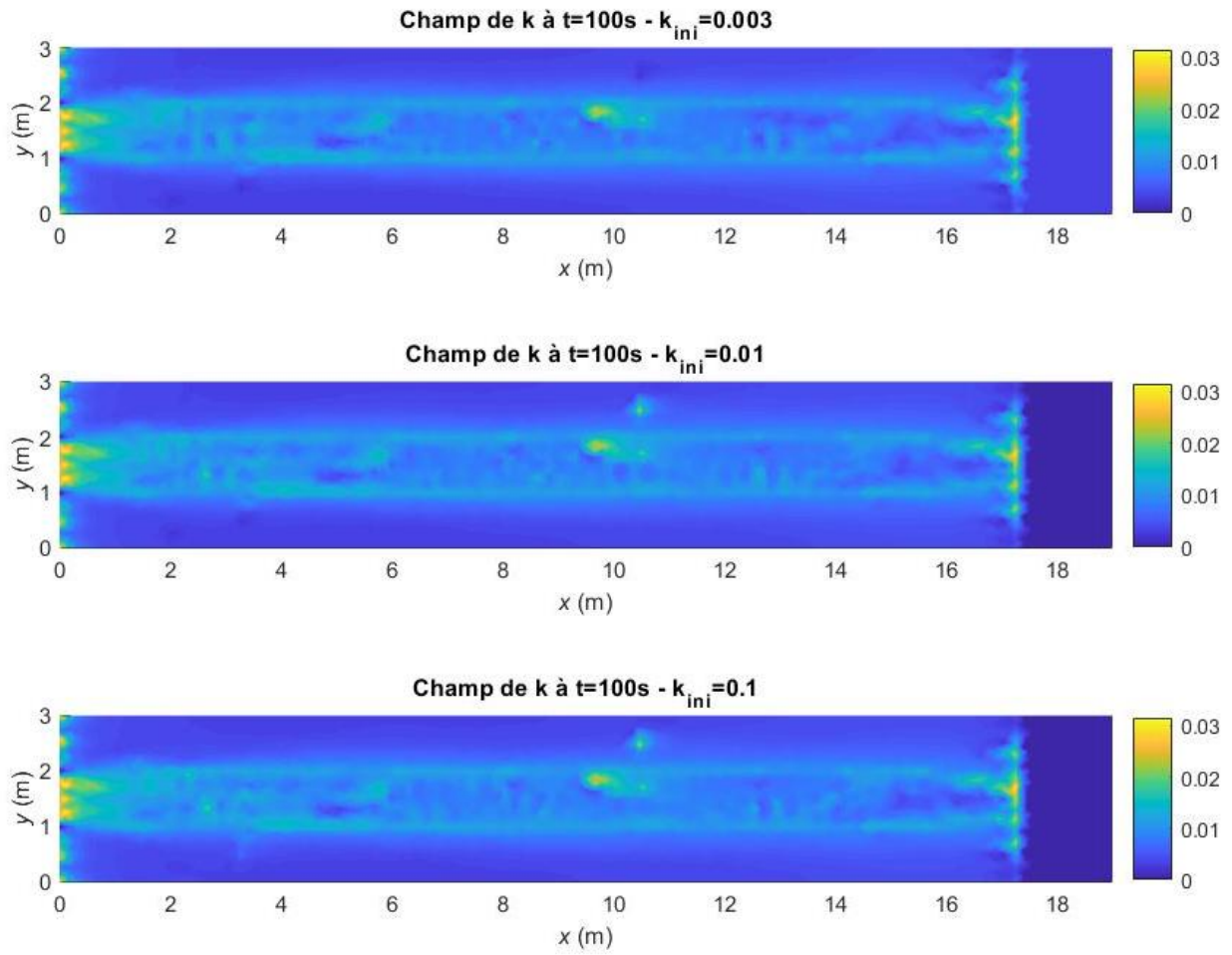


Figure 44 : Influence de l'initialisation k_{ini} sur le champ scalaire de k

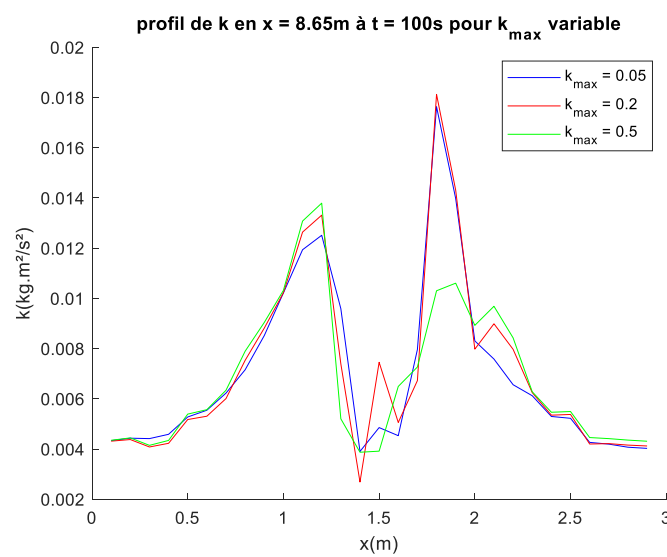


Figure 45 : Influence de k_{max} sur le profil de k moyennée sur la hauteur en $x=8.65m$

Deuxièmement, on s'est intéressé à l'importance de l'initialisation de la valeur de k . La question étant de savoir si elle représentait un paramètre de la simulation ou si, peu importe la valeur fixée, la configuration convergait vers une disposition d'équilibre commune.

Nul besoin d'étudier le profil en une section pour affirmer, à partir de la figure 44, que la valeur initiale affectée n'a pas d'influence sur la situation d'équilibre. De plus, elle semble être relativement peu influente également sur le temps de convergence de la solution. On en conclura qu'une valeur de 0.003 est parfaitement adaptée pour toutes les situations.

4.1.3. Profils de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente

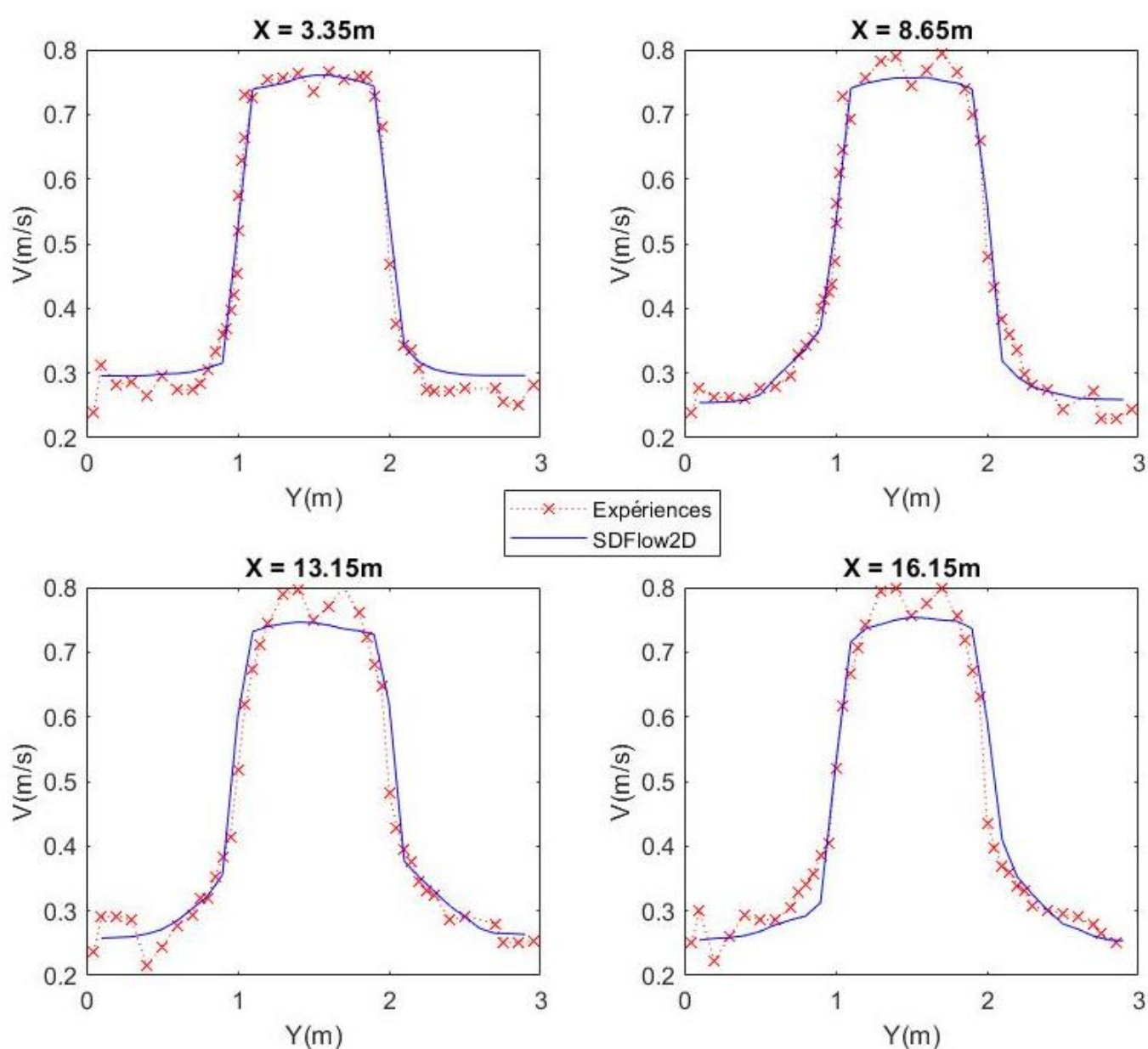


Figure 46 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur en différentes sections pour le canal UCM en $t = 100s$

La première observation est la symétrie générale, qui est souhaitable étant donné la configuration du canal. Le profil en $X = 16.15\text{m}$ diffère cependant, il est relativement non symétrique et cette divergence est due à sa proximité avec la frontière aval.

De manière générale, la simulation fournit de bons résultats. Nous pouvons cependant observer des vitesses longitudinales dans le lit mineur légèrement inférieures aux mesures mais la différence reste faible. De plus, la légère retombée du profil de vitesse en $Y = 1.5\text{m}$ (au milieu du canal) n'est pas non plus représentée dans la simulation. Cette dernière est due à des phénomènes de recirculations dans le plan $(y - z)$ qui vont se rencontrer au milieu et générer localement des pertes de charges.

Nous pouvons aussi confronter le modèle avec les mesures à l'aide des profils de k . Les valeurs de k moyennées sur la hauteur ont été obtenues selon la formule suivante :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \quad (4.6.3.1)$$

Avec $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ et $\overline{w'w'}$ égaux à la moyenne sur la hauteur des mesures. Dans le cas des fluctuations $\overline{w'w'}$, des valeurs très extrêmes ont été mesurées en certains points, notamment près de la surface. Effectivement, la valeur moyenne de $\overline{\rho w'w'}$ sans les extrêmes est de l'ordre de 10 kg/m.s^2 alors que des valeurs de l'ordre de 1000 kg/m.s^2 peuvent être mesurées localement. Nous en déduisons que ces dernières sont le résultat soit d'une mauvaise procédure expérimentale, soit sont dues aux limites techniques de la méthode employée. Nous analyserons donc les valeurs de k obtenues avec prudence, car elles ne sont potentiellement pas représentatives à 100%.

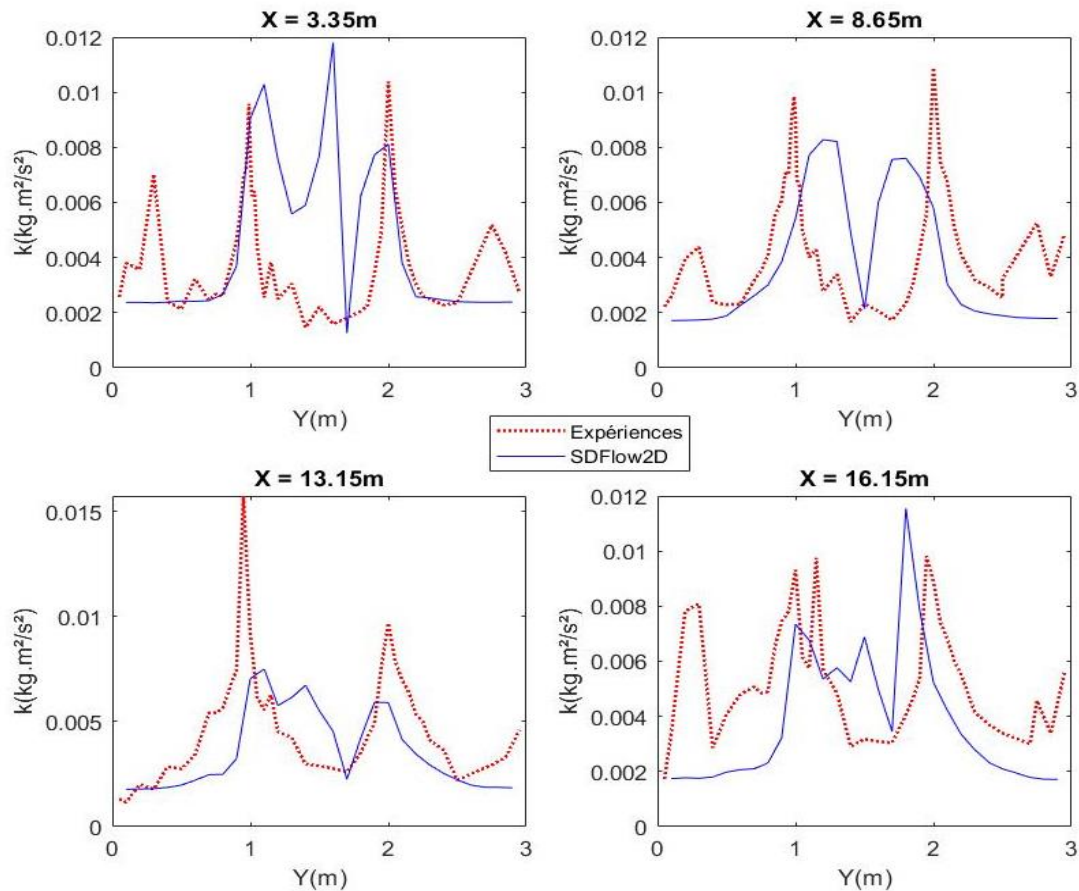


Figure 47 : Profils de k moyenné sur la hauteur en différentes sections pour la canal UCM $t = 100s$

L'ordre de grandeur entre les mesures et les valeurs obtenues par le programme est le même. Même si la structure est la même, nous observons des pics de valeurs au niveau de la transition longitudinale ; la répartition semble cependant plus chaotique dans la simulation et les profils obtenus sont très différents d'une section à l'autre. L'aire sous la courbe représentant grossièrement le caractère diffusif de l'écoulement (d'autant plus important que la valeur est grande), il semble que la diffusion totale soit semblable dans les deux cas, ce qui a du sens étant donné les profils de vitesses observés à la figure 43.

4.1.4. Comparaison des différents modèles de turbulence

Dans ce chapitre, nous comparerons premièrement le modèle (k-l) avec le modèle $\lambda U^* h$ auquel s'est intéressé E. Deliens pour son mémoire. Nous considérons pour ce modèle un lambda constant égal à 0.15. Nous obtenons ainsi les résultats au temps $t = 100s$:

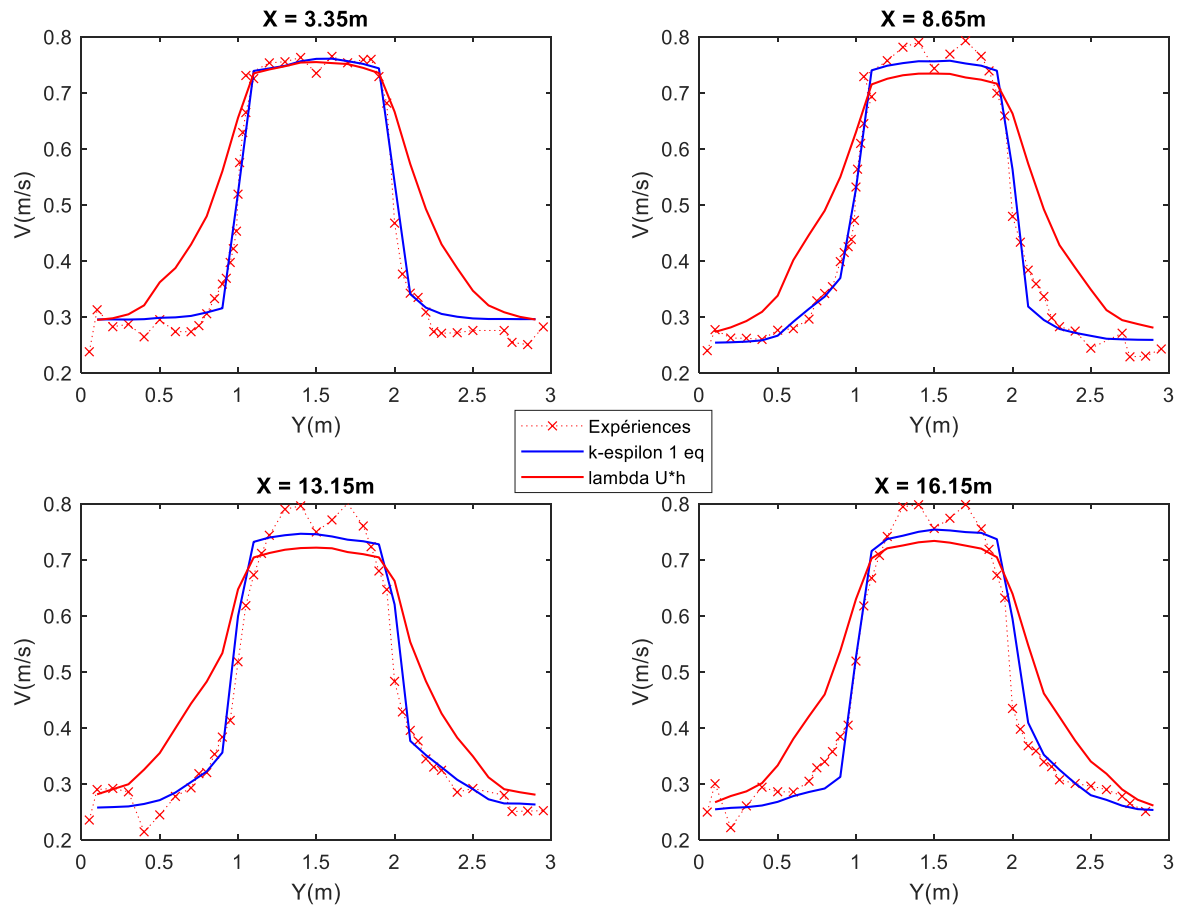


Figure 48 : Comparaison des modèles (k-l) et $\lambda U^* h$ à travers les profils de vitesse longitudinales moyennées sur la hauteur en différentes sections en $t = 100s$ avec $\lambda_{mc} = \lambda_{fp} = 0.15$

Une analyse détaillée n'est pas nécessaire pour affirmer que, dans cette configuration, le modèle (k-l) fournit de meilleurs résultats dans l'autre. Nous remarquons l'aspect diffusif exacerbé dans le

modèle $\lambda U^* h$. De plus, les valeurs de vitesses sont plus élevées dans le lit majeur, même si le modèle prédit correctement les vitesses dans le lit mineur. De cette observation nous déduisons que l'écoulement n'est pas assez ralenti par la turbulence et que la viscosité turbulente doit être sous-évaluée.

Nous pouvons considérer que la viscosité turbulente est à peu de choses près correctement estimée par le modèle (k-l) étant donné la concordance des résultats. On observe sur la figure 49 que les valeurs de $\lambda U^* h$ sont sous estimées. Notons cependant que le modèle $\lambda U^* h$ prédit des profils beaucoup plus constants alors que le modèle (k-l) est plus chaotique.

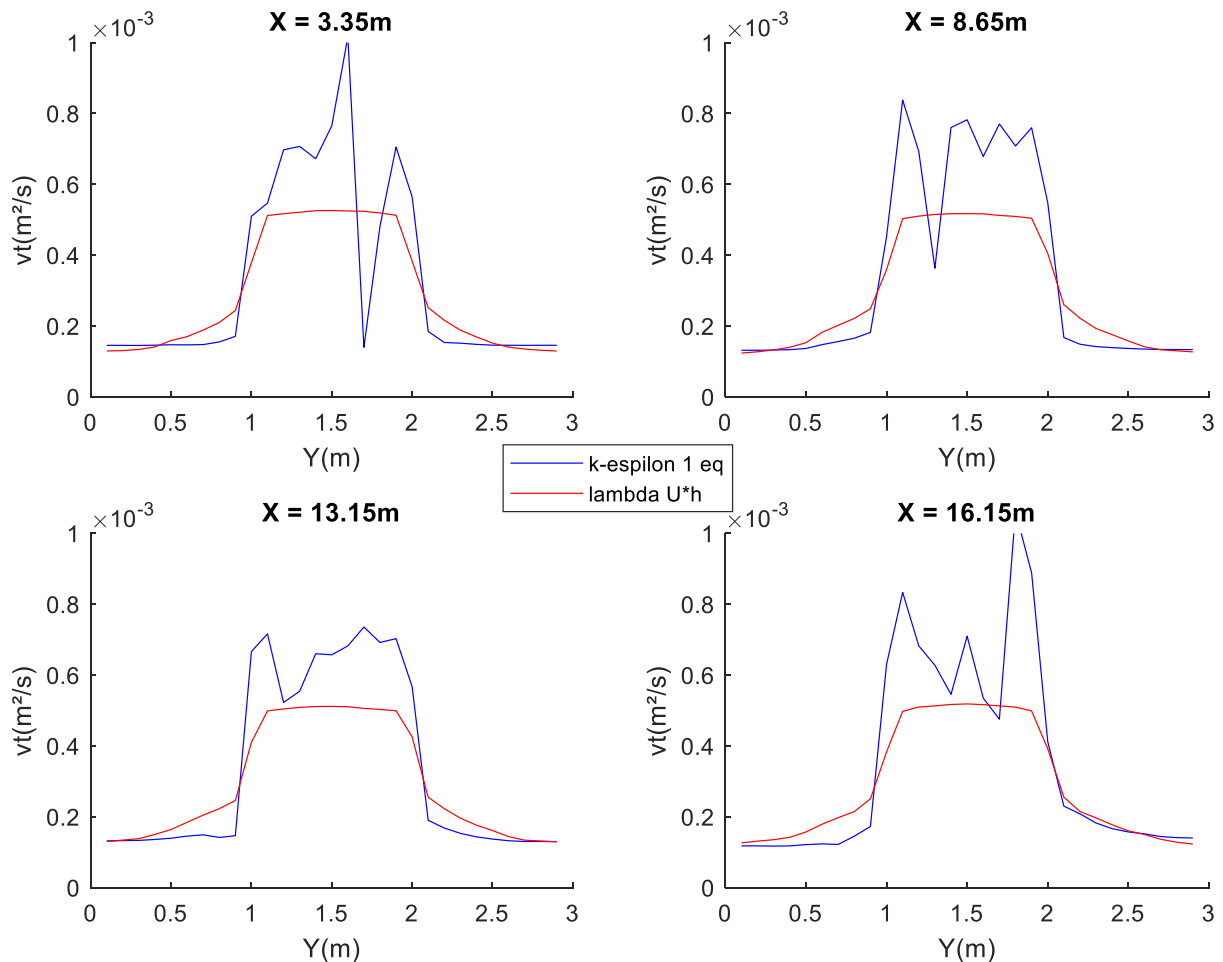


Figure 49 : Comparaison des modèles (k-l) et $\lambda U^* h$ à travers les profils de viscosité turbulente moyennée sur la hauteur en différentes sections pour $t=100s$

4.2. Méthode et analyse des résultats du cas UCW

La configuration UCW diffère du cas UCM par l'ajout d'éléments verticaux selon un schéma régulier sur l'ensemble du lit majeur. Il en résulte une augmentation du coefficient de Manning apparent. Etant donné que la décharge totale du canal est la même que dans le cas UCM, on peut s'attendre à observer

des hauteurs d'eau supérieures et des valeurs de vitesse inférieures. Rappelons également que les déversoirs à l'aval sont ajustés dans ce cas afin d'instaurer un écoulement uniforme.

4.2.1. Choix du maillage

Etudions à nouveau l'influence du maillage : seul 2 maillages seront considérés, sachant que le maillage (b) avait été retenu dans le cas UCM.



Figure 50 : Maillage testé pour la configuration UCW

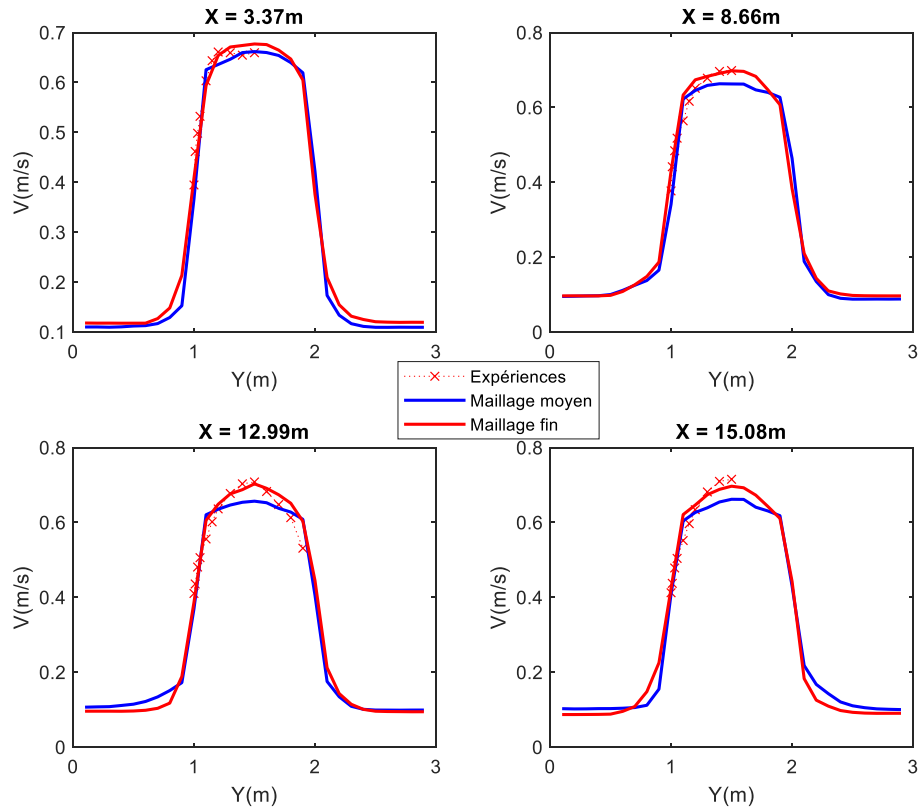


Figure 51 : Influence de la finesse du maillage sur le profil de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur dans le canal UCW (maillage moyen = (a) et maillage fin = (b))

Nous remarquons que la finesse du maillage permet d'adoucir le profil et de lisser la courbe au niveau de la transition longitudinale. Le maillage fin rehausse également le sommet du profil dans le lit mineur comparé au maillage dit moyen. Nous choisirons donc le maillage fin (b) pour notre modèle.

4.2.2. Analyse du comportement numérique

Nous considérons la même configuration que le cas UCM, en adoptant la même longueur pour le bassin de dissipation, les mêmes bornes pour les valeurs de k , les mêmes temps de calcul et le même maillage. Nous utiliserons pour cette étude de comportement un coefficient de Manning de 0.051 pour le lit majeur et, un peu à la manière d'un prédimensionnement dans le calcul de structure, nous étudierons l'écoulement afin de nous assurer que cette disposition est adaptée.

Nous observons d'abord à la figure 52 que les vitesses ont bien leur composante longitudinale prépondérante. Ensuite, nous voyons à la figure 53 que la majoration de k par la valeur 0.05 n'est pas influente sur les valeurs à l'équilibre dans le canal car elle n'affecte que les frontières et quelques phénomènes locaux. Elle joue donc uniquement son rôle numériquement stabilisant et est considérée comme adaptée. Nous en concluons que le comportement de cette configuration est similaire au cas UCM et que cette dernière peut être adoptée pour obtenir les résultats.

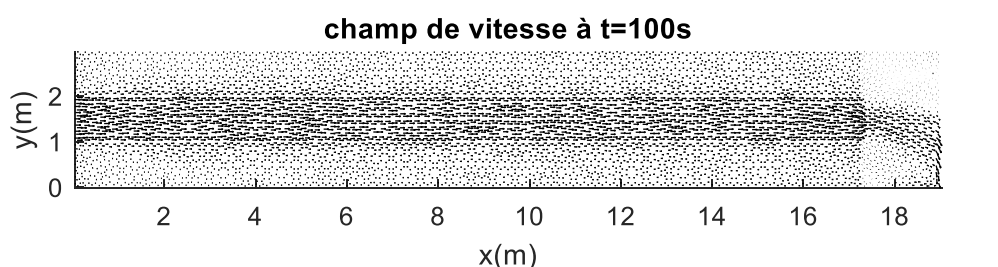


Figure 52 : Champ de vitesse au temps $t = 100s$ pour le cas UCW

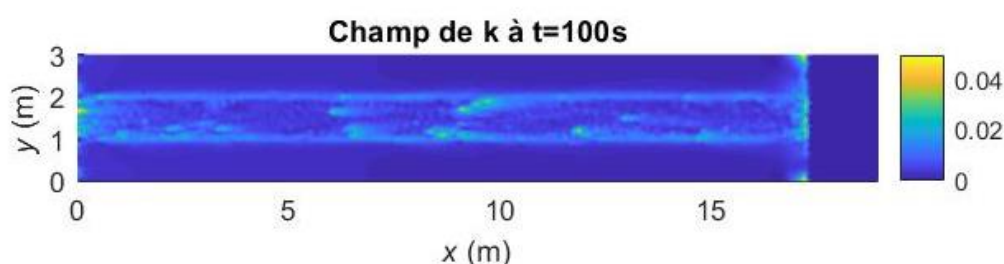


Figure 53 : Champ de k au temps $t = 100s$ pour le canal UCW

4.2.3. Hauteur d'eau

Les données expérimentales fournissent une valeur de 21,5 cm pour la hauteur d'eau du lit mineur. En se basant sur l'étude réalisée au point (4.6.1.), nous savons qu'il faut rehausser la condition aval

d'hauteur imposée d'un certain montant afin de compenser la tendance du bassin de dissipation à rabaisser la ligne d'eau.

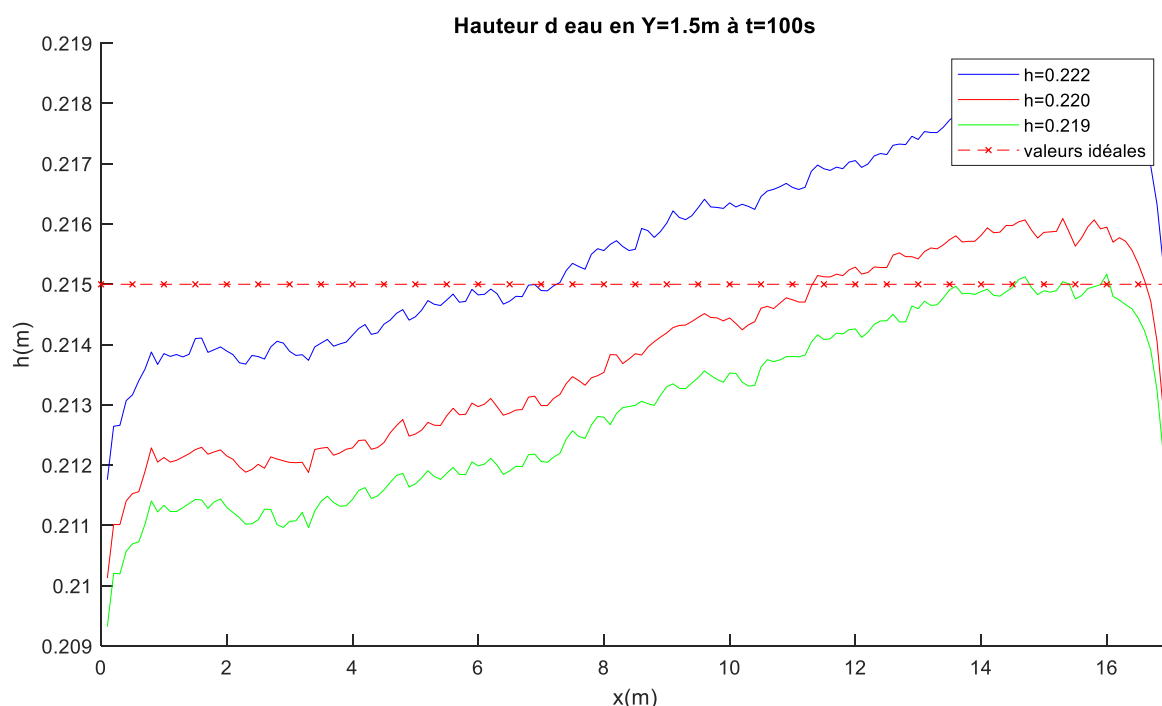


Figure 54 : Influence hauteur d'eau aval sur la ligne d'eau dans le canal UCW en $t=100s$

Nous voyons que l'augmentation de l'imposition de hauteur d'eau aval translate toute la ligne d'eau vers le haut. Il est en fait plus difficile de reproduire le même profil que l'expérience étant donné les phénomènes de frottement plus complexes que le cas UCM. Nous observons aussi que la ligne d'eau développe un axe M_1 qui traduit le fait que l'imposition d'hauteur d'eau en aval est supérieure à la hauteur uniforme et prévient le développement d'un axe M_u (voir annexe pour axes hydrauliques). On peut en conclure que le coefficient de Manning du lit majeur est sous-estimé.

En réalité, on ne connaît pas le coefficient de Manning exact, car il varie avec la hauteur d'eau. De plus, il est possible que la théorie de Manning soit trop simpliste pour une telle configuration. En effet, les cylindres en bois représentant les troncs génèrent de la turbulence à travers la trainée qu'ils occasionnent. De plus, leur immersion partielle entraîne qu'il est d'autant plus difficile de trouver une valeur significative de coefficient de Manning, car, plus la hauteur d'eau augmente, plus leur impact est significatif.

Nous étudierons l'influence de ce coefficient sur le profil de hauteur, afin de trouver une disposition développant un axe M_u à la hauteur d'eau imposée à l'aval. Nous adopterons une hauteur d'eau de 22.1 cm pour la frontière aval pour cette étude.

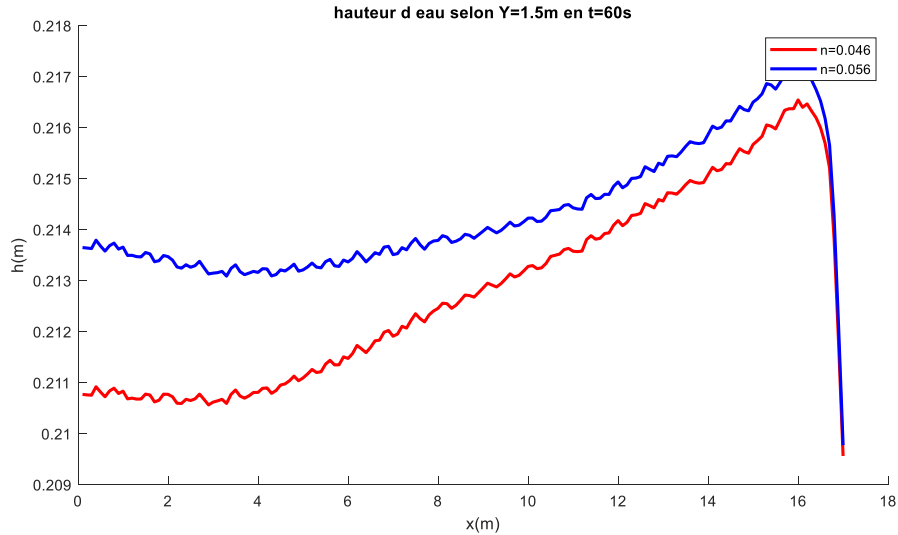


Figure 55 : Influence du coefficient de Manning sur la ligne d'eau pour le canal UCW en $t=100s$

Nous observons que l'augmentation du coefficient de Manning entraîne une surélévation de la hauteur d'eau, essentiellement au niveau de l'amont avec un profil en aval qui semble fixé par la condition frontière. Après cette étude, nous avons procédé itérativement afin de trouver le couple idéal d'hauteur aval et de coefficient de Manning ; il semble que le couple ($h_{aval} = 21.9 \text{ cm}$, $n_{fp} = 0.065 \text{ s/m}^{1/3}$) avec pour le lit mineur $n_{mc} = 0.008 \text{ s/m}^{1/3}$ semble bien se comporter. Nous pouvons observer un profil de hauteur assez constant illustré à la figure 56.

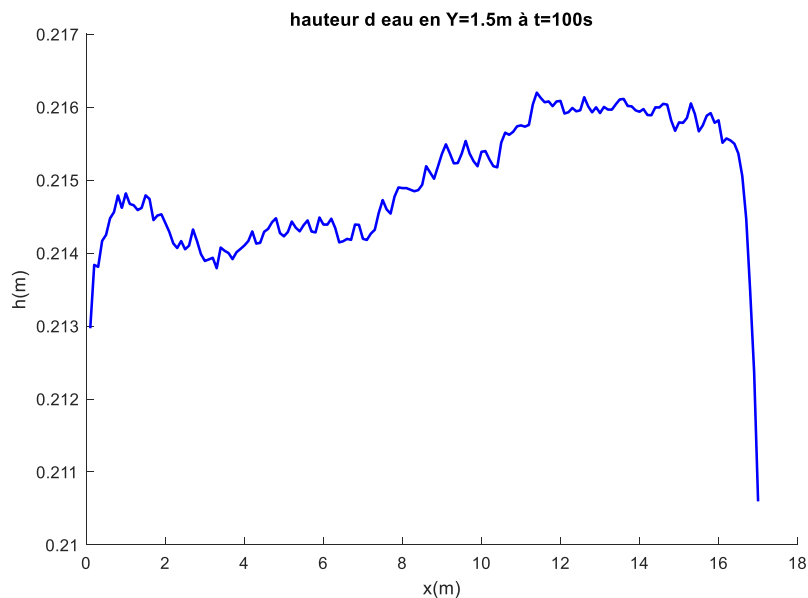


Figure 56 : hauteur d'eau en $Y=1.5\text{m}$ (milieu du canal) pour le couple d'hauteur aval et de coefficient de Manning idéal en $t=100s$

4.2.4. Profils de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente

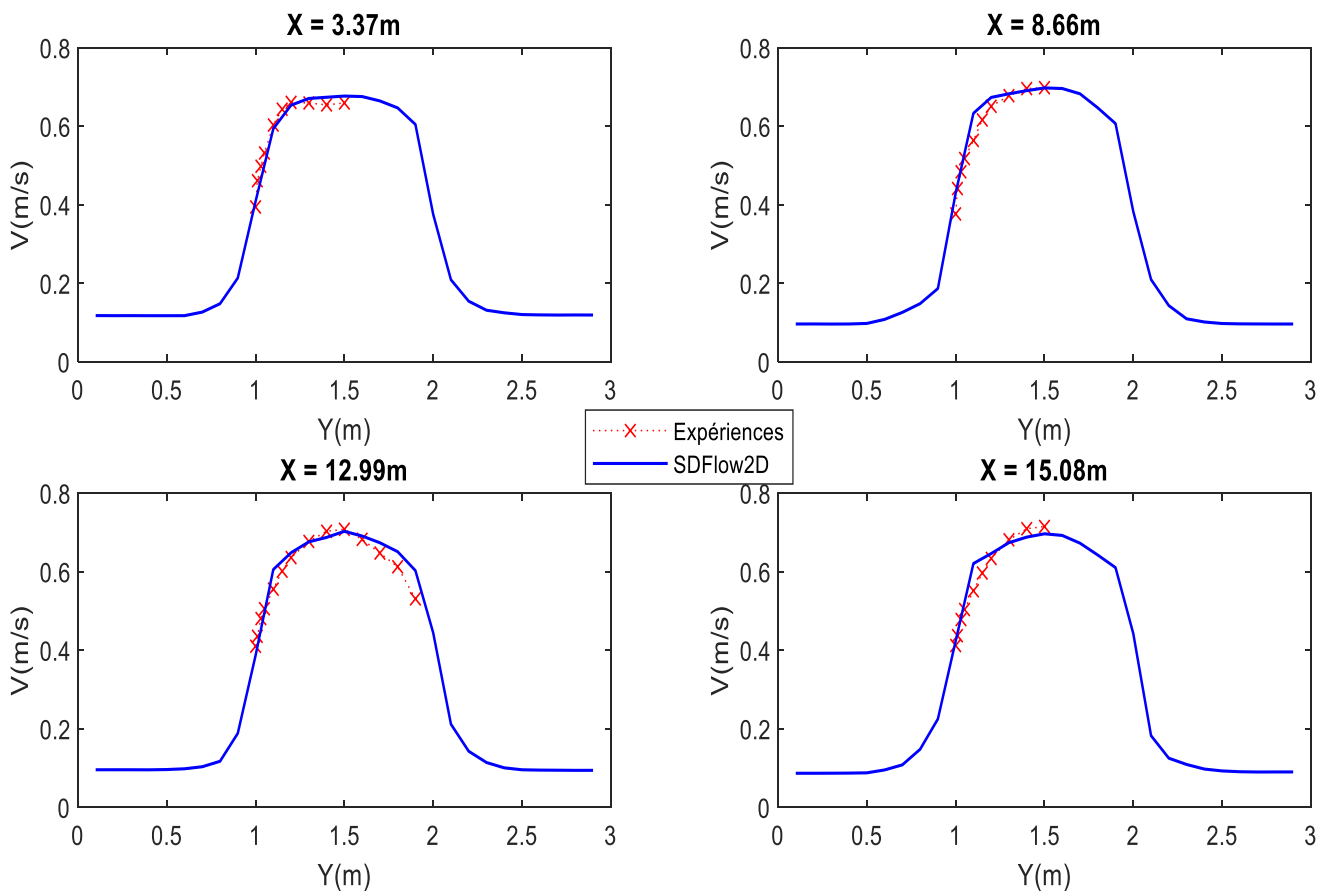


Figure 57 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour le cas UCW en différentes sections à $t=100\text{ s}$

Les valeurs de vitesse dans le lit majeur étant fortement variables du fait de la présence des cylindres, les données n'y ont pas été relevées et n'auraient de toute façon pas été exploitables dans le cadre de ce travail. Tirer des conclusions devient donc compliqué, car il est difficile d'extrapoler le comportement général de l'écoulement à partir de ces intervalles de mesures limités.

La remarque importante est que, bien que le programme soit en mesure de proposer des résultats du même ordre de grandeur, la forme des profils de vitesse n'est pas exactement comme la réalité. La courbe est dans les trois sections de droite trop peu élancée et la transition est trop marquée. Nous observons effectivement à la figure 58 que les valeurs de k plus élevées ont tendance à s'accumuler particulièrement au niveau des transitions longitudinales et sont à l'origine de cette brusque transition.

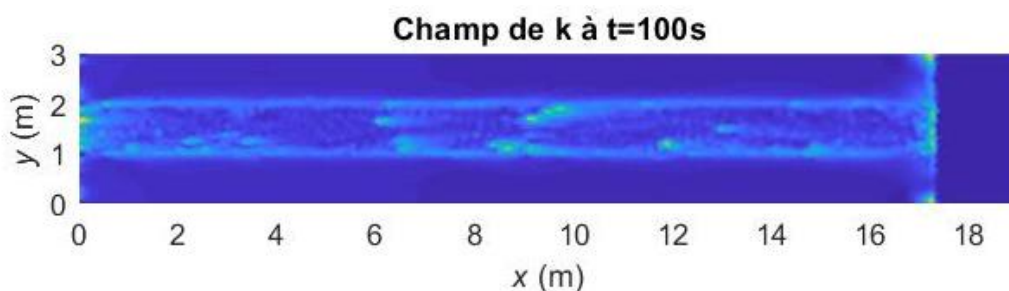


Figure 58 : Champ de l'énergie cinétique turbulente au temps $t=100\text{ s}$

Disposant des relevés des valeurs de fluctuations dans le cas UCM, nous pouvons également comparer les valeurs de k . Rappelons que certaines mesures, souvent proches de la surface, ont été omises dans le calcul des fluctuations moyennées sur la hauteur, car trop extrêmes.

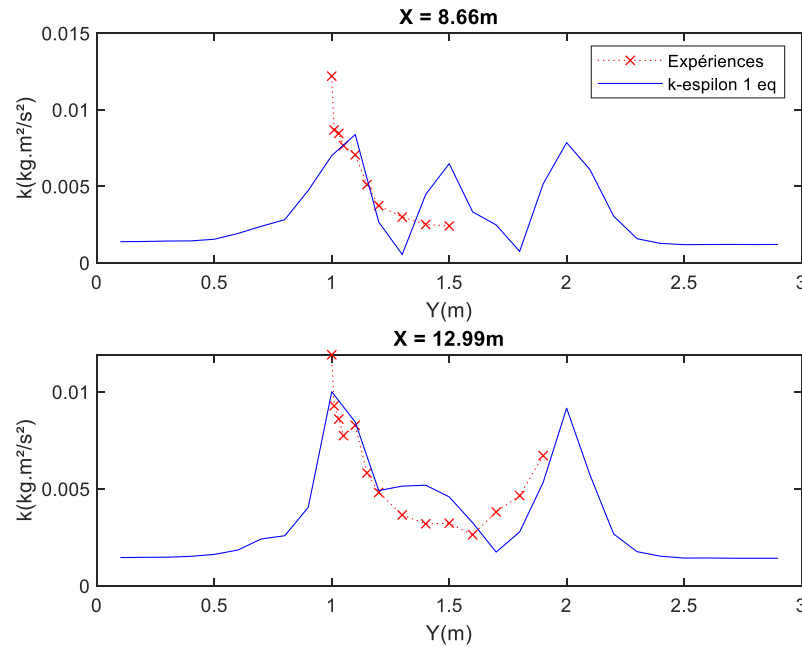


Figure 59 : Profil de l'énergie cinétique turbulente moyennée sur la hauteur en $t=100s$ dans le canal UCM

L'ordre de grandeur est bien respecté, nous voyons que l'aspect variable du profil de k avec le modèle ($k-l$) conduit à des correspondances variables selon les sections. La fonction trapz livre des valeurs de 0.0870 et 0.0989 [longueur]² respectivement pour les profils en $X=8.66m$ et $X=12.99m$ et illustre la variabilité du facteur k . On notera aussi que la première mesure proche de $Y=1m$ semble trop grande et est potentiellement la manifestation des effets de traînée d'un cylindre adjacent.

4.2.5. Comparaison des différents modèles de turbulence

La figure 57 illustre les résultats des modèles ($k-l$) et $\lambda U^* h$ pour la configuration idéale définie plus haut. Nous observons le même genre de comportement que pour le cas UCM, avec des profils beaucoup plus allongés pour le modèle $\lambda U^* h$ qui créent des transitions plus progressives, et dont le comportement est généralement plus diffusif.

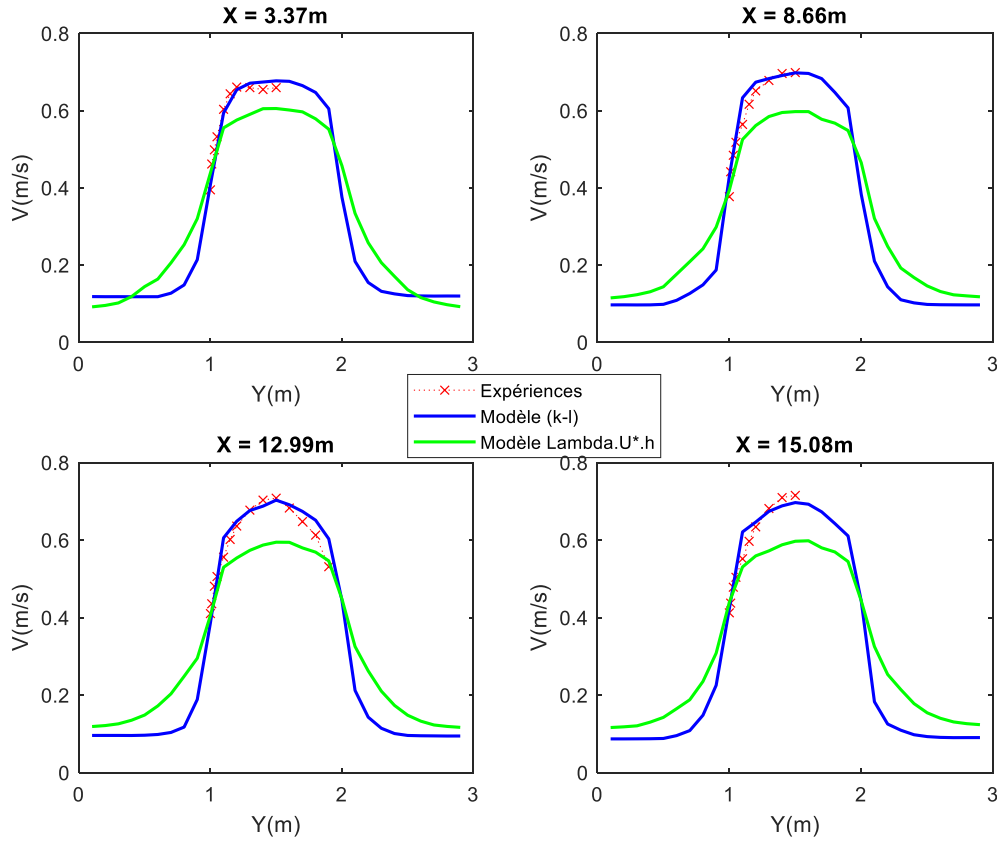


Figure 60 : Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour les modèles de turbulence ($k-l$) et $\lambda U^* h$ dans le canal UCW à $t=100s$ pour les caractéristiques d'écoulements suivantes : $n_{mc} = 0.01$, $n_{fp} = 0.065$, $H_{aval} = 21.9\text{ cm}$ et $\lambda_{mc} = \lambda_{fp} = 0.15$

La figure 60 illustre la différence notable de comportement des deux modèles vis-à-vis de la viscosité turbulente. Le modèle ($k-l$) a tendance à centraliser les valeurs importantes à proximité de la transition mais du côté du lit mineur, alors que l'autre modèle concentre des valeurs plus importantes vers le lit majeur.

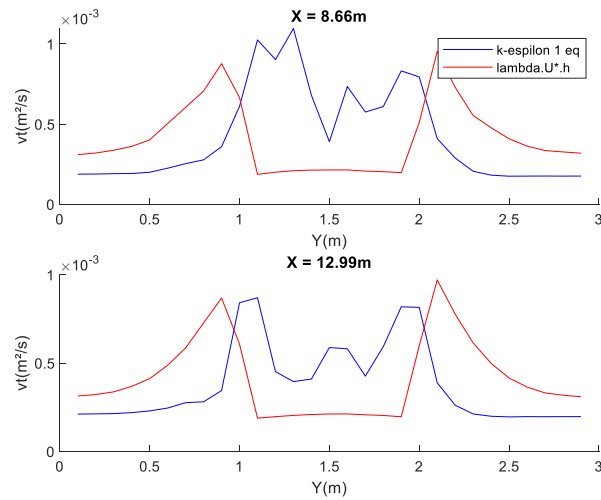


Figure 61 : Comparaison des profils de viscosité turbulente moyennée sur la hauteur pour les modèles de turbulence ($k-l$) et $\lambda U^* h$ dans le canal UCW à $t=100s$

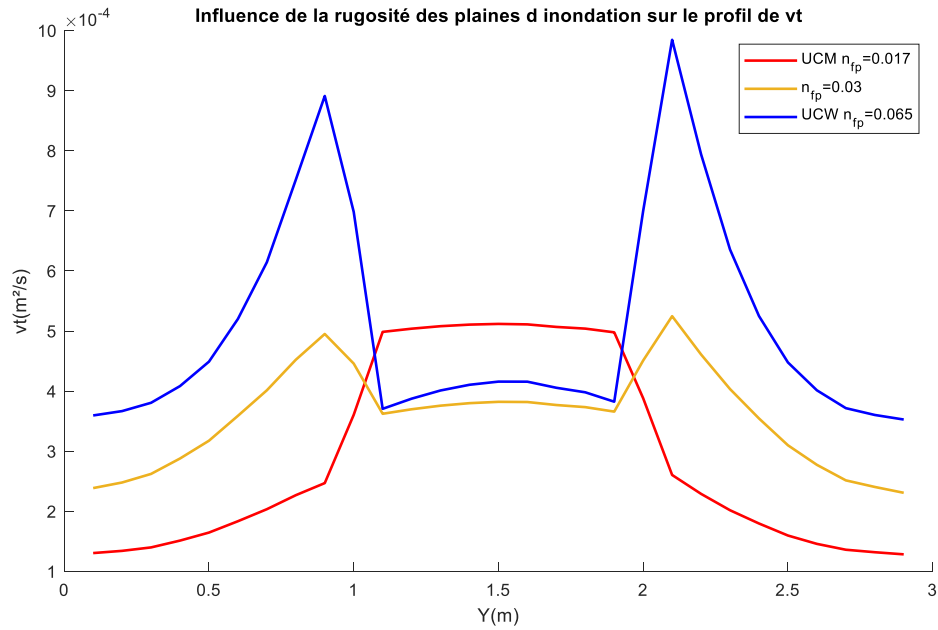


Figure 62 : Influence de la rugosité sur le profil de viscosité turbulente moyenne sur la hauteur pour le modèle $\lambda U^* h$

Devant la différence significative de profil de viscosité turbulente pour le modèle $\lambda U^* h$ entre les cas UCM et UCW, nous avons étudié l'impact de la rugosité sur la forme du profilé. Nous voyons à la figure 62 que, dépendamment du rapport de rugosité, des structures différentes se développent. De plus, quand la différence est marquée, on voit des pics apparaître dans le profil.

Ce comportement permet au modèle $\lambda U^* h$ de décrire différemment l'élancement de la courbe de vitesse. L'avantage et l'inconvénient de ce dernier est qu'il faut fixer la valeur de λ , qui peut être différente selon les lits. En jouant sur ce paramètre, et également sur les coefficients de Manning, E. Deliens arrive à obtenir dans son travail le profil illustré à la figure 63.

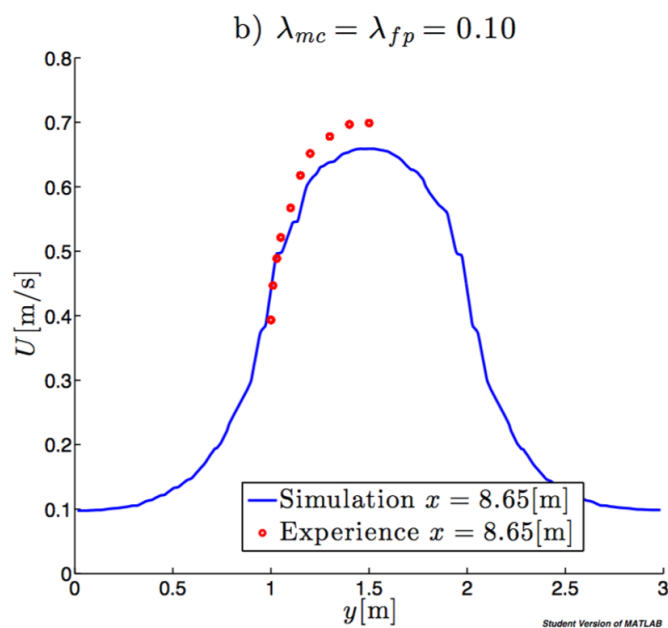


Figure 63 : Profil de vitesse longitudinale moyenne sur la hauteur dans le cas UCW où $n_{mc} = 0.00, n_{fp} = 0.065$ [4]

Il semble, au vu du peu de mesures disponibles, que le modèle $\lambda U^* h$ permet de mieux reproduire la courbe de vitesse. En effet, même en variant les coefficients de Manning, il n'est pas possible d'obtenir une telle courbure avec le modèle (k-l). N'ayant pas d'influence sur l'équation de transport de k, et donc sur la répartition de la viscosité turbulente, il est donc impossible de rapprocher les résultats des mesures.

Cependant, il faut mettre en perspective cette affirmation. Premièrement, l'écoulement n'est pas uniforme sur toute sa longueur dans la simulation. De plus, bien que réduire le coefficient de Manning du lit mineur puisse être envisagé, il semble trop extrême de le réduire à zéro. Le fait de jouer sur le facteur λ est aussi à discuter, car il peut être paramétrisé afin d'optimiser le profil de vitesse, mais il devient alors moins significatif. Finalement, il est de toute façon difficile de tirer des conclusions en comparant le profil sur un intervalle aussi limité.

4.3. Conclusion

Dans le tableau ci-dessous, nous retrouvons les paramètres de modélisation idéaux choisis :

	$q_{mc}[m^2/s]$	$q_{fp}[m^2/s]$	$H_u[m]$	$H_{aval}[m]$	$n_{mc}[s/m^{1/3}]$	$n_{fp}[s/m^{1/3}]$
UCM	0.126	0.018	0.171	0.175	0.01	0.017
UCW	0.134	0.014	0.214	0.219	0.01	0.065

Le modèle semble bien adapté au cas UCM. En effet, il arrive à prédire des vitesses proches des mesures expérimentales sur toute la longueur du canal en appliquant aux surfaces les coefficients de Manning déterminés par l'analyse en lit isolé. De plus, les valeurs de l'énergie cinétique turbulente semblent correspondre au bon ordre de grandeur.

Nous observons cependant une répartition de k assez chaotique dans le lit mineur, qui peut fortement varier d'une section à l'autre. Même si la diffusion générale traduite par ces valeurs est adéquate, elle semble s'appliquer différemment de la réalité. Nous pouvons aussi conclure que pour cette configuration, le modèle (k-l) est plus performant que le modèle $\lambda U^* h$ qui se trouve être trop diffusif.

Concernant le modèle UCW, les résultats sont un peu plus mitigés. Il est difficile de tirer des conclusions aussi catégoriques devant le manque de données, même si le comportement du modèle (k-l) semble encore une fois conduire à des résultats proches de la réalité.

L'hypothèse de surévaluer le coefficient de Manning afin de prendre en compte les pertes de charges de traînée est en réalité discutable. L'effet des cylindres est en effet particulièrement important car il faut quasiment multiplier la rugosité du lit majeur par 4 par rapport au type prairie pour obtenir de bons résultats. Un modèle relativement simpliste pourrait permettre d'étudier mieux la situation. Il inclut un facteur dit de porosité noté ϕ [18] qui définit l'occupation spatiale relative des objets émergés (il est donc compris entre 1 et 0). Il sera intégré dans les équations de Saint-Venant et définit un nouveau système permettant une meilleure modélisation de la situation.

5. Cas test n°2 : SK6, canal à lit mineur oblique

5.1. Introduction

La réalité n'est pas aussi simple que représentée dans la configuration UCM et UCW. En effet, les cours d'eau ont tendance à modifier la typographie et, dans des cas de faibles pentes de fond, ils forment des structures en méandres comme illustré à la figure 64. Le transport convectif est beaucoup plus pondérant dans ces dispositions et conditionne davantage le profil de vitesse. De plus, les échanges importants de moments entraînent des phénomènes de turbulence supplémentaires. Il est donc intéressant de confronter le modèle établi (k-l) à ce genre de situation plus exigeante.



Figure 64 : Méandres dans un cours d'eau naturel (https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Meandres_riviere_Valin.jpg)

De nombreuses études se sont déjà intéressées à la modélisation de méandres ; mais il est difficile de distinguer l'impact respectif des échanges de moments géométriques et des effets de forces centrifuges. Le canal SK6 se positionne dans l'étude de l'influence de ce 1^{er} effet.

Des expériences ont donc été menées dans un canal à lit mineur oblique où la largeur de berge du lit majeur est variable dans la direction longitudinale. La valeur de rugosité du lit majeur est estimée au double de celle du lit mineur afin de reproduire les conditions de crue.

Après la présentation de ce cas test, nous déterminerons le maillage idéal et le temps de calcul nécessaire afin d'obtenir des résultats significatifs que nous analyserons par la suite. Ne disposant pas de mesures des fluctuations turbulentes, l'étude du comportement de k sera en revanche limitée.

5.2. Conditions expérimentales

5.2.1. Géométrie et matériaux

L'expérience se fait dans un canal à lit composé de 10 mètres de long, le lit mineur a une largeur constante de 400 mm alors que celle du lit majeur est variable. La plaine d'inondation de gauche, initialement de 400 mm de large, va se réduire linéairement à 0 mm entre $X = 2\text{ m}$ et $X = 8\text{ m}$. La plaine d'inondation de droite va elle s'élargir, elle passe de 0 mm à 400 mm de largeur entre $X = 2\text{ m}$ et $X = 8\text{ m}$, puis restera constante. On note également la surélévation du lit majeur de 50 mm par rapport au

lit mineur. La géométrie est illustrée à la figure 65. Le fond du lit mineur est en PVC alors que le lit majeur est constitué de contreplaqué recouvert de métal déployé afin d'augmenter sa rugosité. Les coefficients de Manning valent respectivement $n_{fp} = 0.0201 \text{ s/m}^{1/3}$ (déterminés à l'aide d'un test en lit isolé) et $n_{mc} = 0.0102 \text{ s/m}^{1/3}$ (valeur usuelle du PVC) pour le lit majeur et le lit mineur. Finalement, une pente générale de $S_0 = 0.00103$ est imposée.

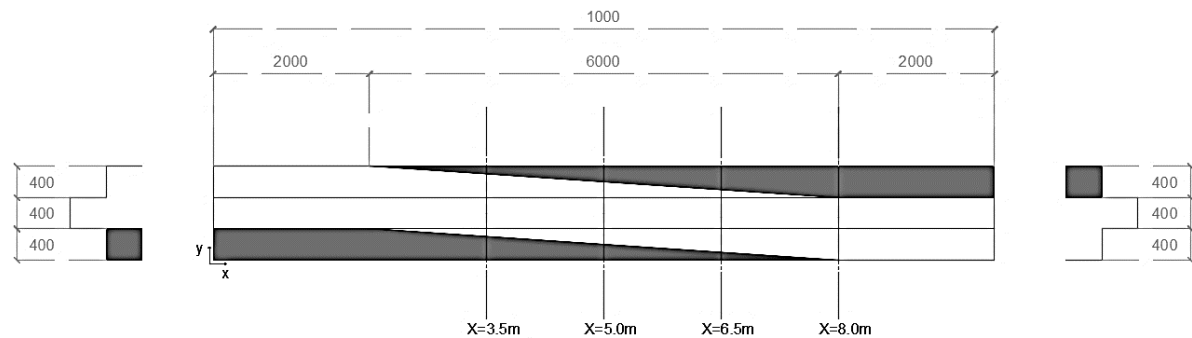


Figure 65 : Géométrie du canal SK6 (unités des cotes: mm)

5.2.2. Conditions d'écoulement

Le système expérimental est similaire aux cas tests vus jusqu'à présent, un débit est imposé en amont, différent dans les lits mineurs et majeurs, et un système ajustable de déversoir aval permet de régler la condition frontière afin de se rapprocher d'un écoulement uniforme. Les valeurs de débits sont données, et nous disposons également du relevé des hauteurs d'eau au milieu du lit mineur. Nous pouvons en déduire la hauteur aval à imposer.

Quatre configurations différentes ont été mises en œuvre, caractérisées par la profondeur d'eau relative $H_r = h/H$, avec h la hauteur d'eau dans les plaines d'inondation et H celle dans le lit mineur. Les quatre valeurs mises en œuvre sont 0.2, 0.3, 0.4 et 0.5. Nous avons jugé inutile d'effectuer les quatre et nous analyserons uniquement les deux extrêmes, c'est-à-dire les cas 0.2 et 0.5. De plus, les vitesses ont été mesurées dans un ensemble de sections, et nous nous intéresserons surtout au comportement de l'écoulement au sein de la transition. Les sections considérées sont représentées à la figure 65.

Rappelons que, du fait de l'asymétrie du canal, les problèmes de recirculation induits par la condition frontière aval imposant une hauteur d'eau constante sur la section ne surviendront pas comme le montre la figure 66. Il ne sera donc pas nécessaire de modéliser un bassin de dissipation.

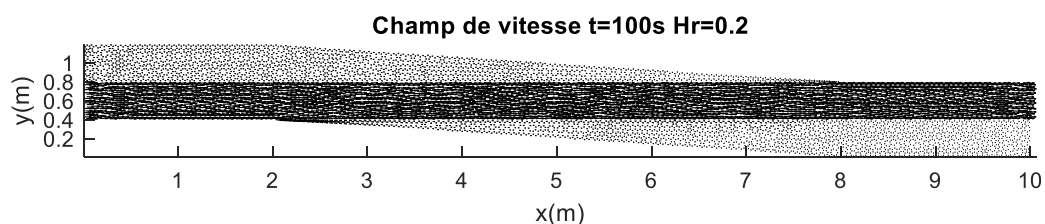


Figure 66 : Champ de vitesse du canal SK6 modélisé sans bassin de dissipation

5.3. Choix du maillage

Dans cette sous-partie, ainsi que pour le point (5.4.), la configuration $Hr=0.2$ sera investiguée et les conclusions obtenues seront extrapolées au cas $Hr=0.5$.

Une correction a dû être apportée au maillage afin d'éviter des problèmes d'instabilité amenés par des cellules de trop petites dimensions. En effet, juste avant $X=8m$ pour la plaine de gauche et juste après $X=2m$ pour la plaine de droite, des cellules significativement plus petites étaient générées et se comportaient de manière instables comme illustré à la figure 67.

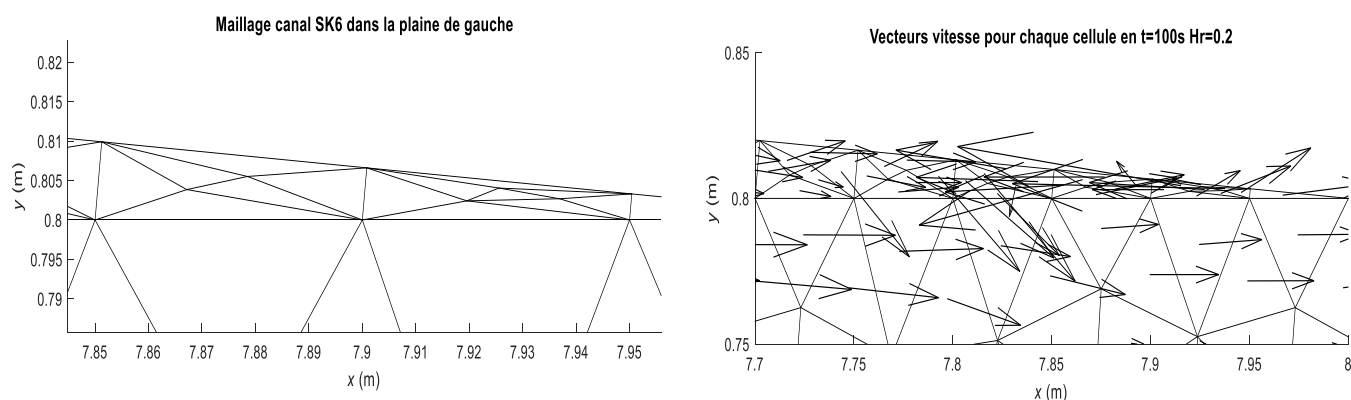


Figure 67 : Maillage du canal SK6 et instabilités

Afin de constituer un système stable, un critère de dimension minimale a été appliqué lors de la génération du maillage. Notons également que l'ensemble ;celui-ci a été affiné (ce choix sera discuté plus bas) ; la configuration au niveau de la zone critique de transition en $X=8m$ est illustrée figure 68. Nous pouvons remarquer que les vecteurs vitesse pointent désormais tous vers la même direction et sont de grandeurs identiques.

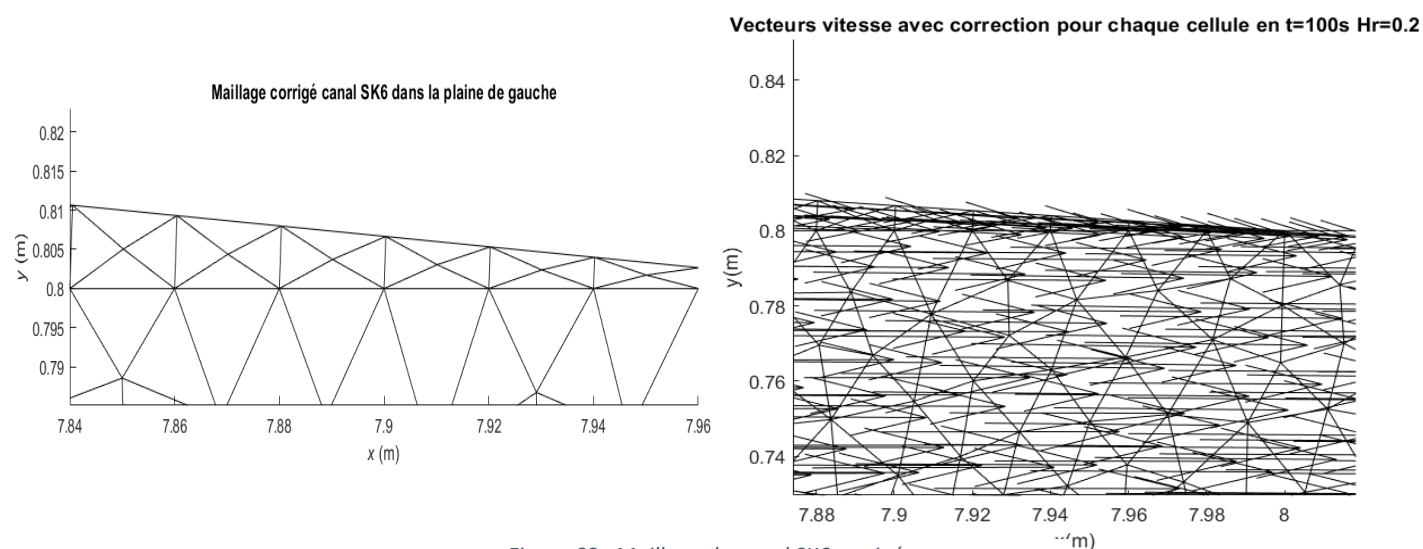


Figure 68 : Maillage du canal SK6 corrigé

Ayant une disposition idéale, définissons le maillage le plus adapté pour représenter la situation. Les trois configurations étant illustrées à la figure 64, nous étudierons l'allure du profil de vitesse en plusieurs sections (au temps $t=120s$ avec la turbulence activée à $t=60s$) afin de déterminer lequel est le plus adéquat.

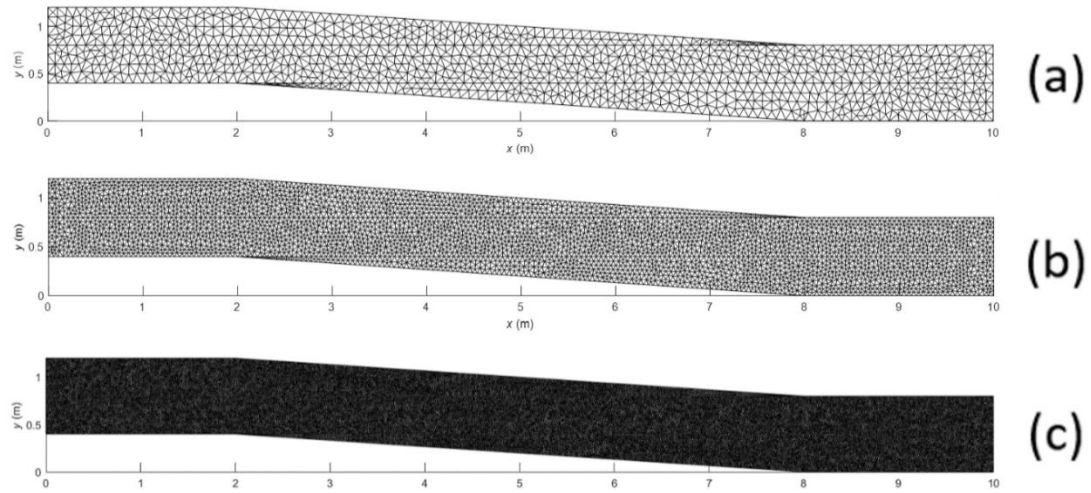


Figure 69 : Maillage investigués pour le canal SK6

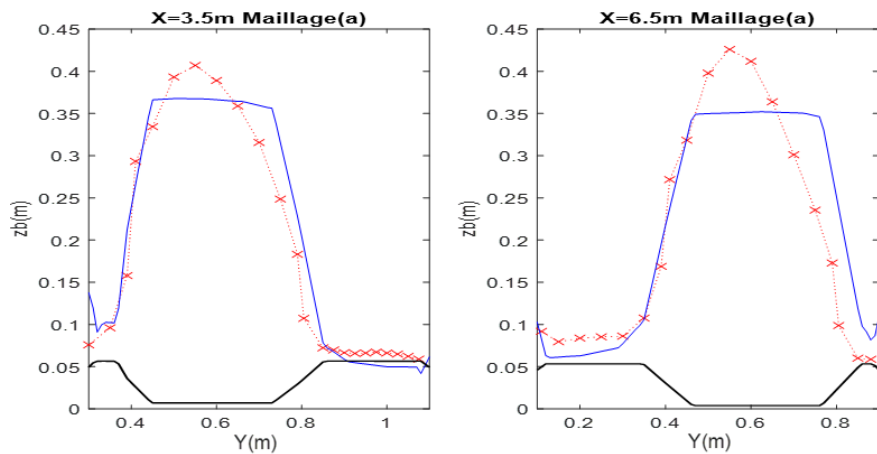


Figure 70 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour le maillage (a)

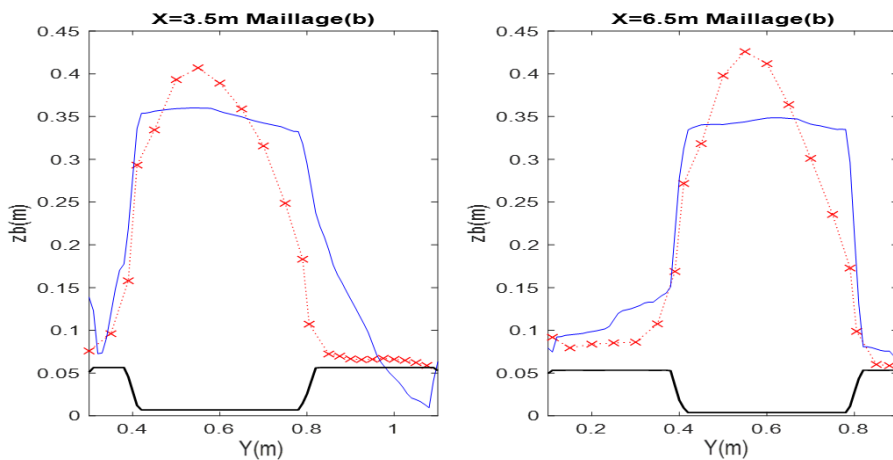


Figure 71 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour le maillage (b)

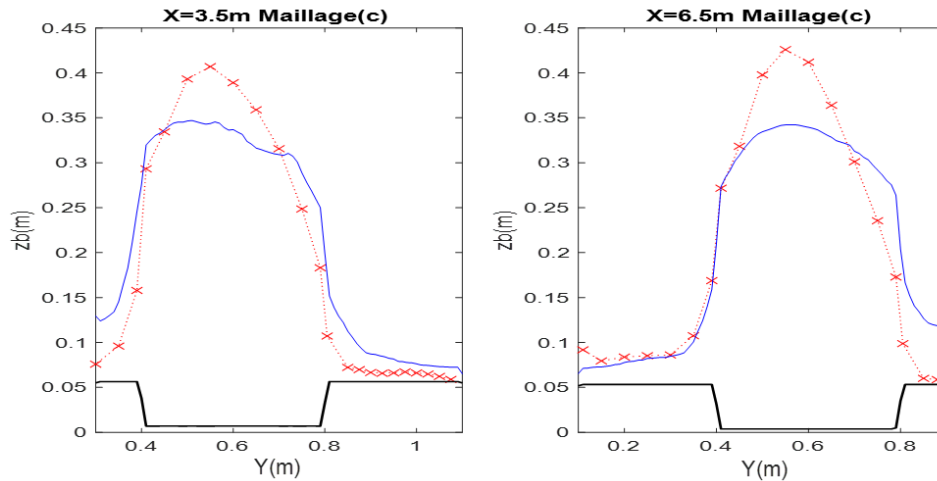


Figure 72 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour le maillage (c)

Avant l'analyse, précisons que la courbe en rouge représente les relevés expérimentaux, la bleue les profils de vitesse calculés par SDFlow2D et la courbe en noir le niveau de fond. Concernant ce dernier, il est donné à titre représentatif mais n'illustre pas la configuration de simulation. En effet, la fonction utilisée pour produire cette courbe interpole les valeurs le long de la droite entrée en argument et produit des pentes de transition de lit non vertical. Il n'en est rien dans la modélisation, les niveaux de fonds étant effectivement imposés séparément à chaque cellule.

L'affinement du maillage semble avoir pour effet de rabaisser le profil de vitesse, ce qui peut être vu comme une action négative puisque le maillage (c) sous estime de manière non négligeable la vitesse dans le lit mineur. La finesse du maillage a entre autre comme effet de lisser la courbe et d'éviter l'apparition d'angles marqués, ce qui est préférable dans ce cas-ci.

La condition de mur entraîne des phénomènes assez brusques dans les plaines d'inondation pour les maillages (a) et (b), peut-être liés au raccourcissement de la taille des cellules ; cependant, pour la maillage (c), la courbe est plus constante, moins angulée, et représente un autre effet bénéfique lié à l'affinement du maillage.

Afin de motiver davantage la prise de décision, nous avons rassemblé les différents profils de hauteur d'eau dans le lit mineur dans le figure 73 en les comparant aux relevés effectués.

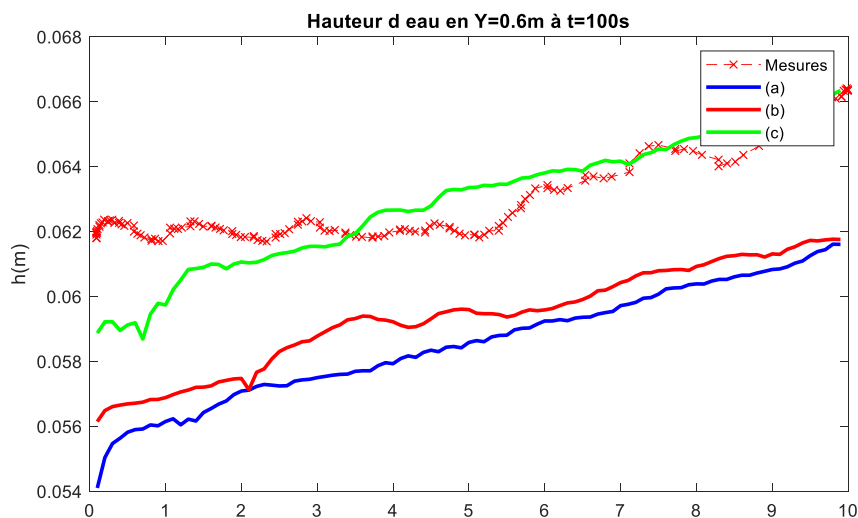


Figure 73 : Influence du maillage sur la hauteur d'eau pour le canal SK6

Nous observons que la condition frontière n'est pas la même entre le maillage (c) et les autres mais cette erreur de modélisation est sans impact (c'est pourquoi nous n'avons pas effectué de nouvelles simulations). Ceci explique simplement pourquoi les profils de vitesse étaient globalement supérieurs pour les maillages (a) et (b).

Avec tous ces éléments, il semble que le maillage (c) représente la meilleure solution pour cette situation et il sera choisi pour la suite.

5.4. Convergence de la solution

Le canal étant de 10 mètres de long, ce qui est identique au cas UCM, nous partirons du postulat qu'il est adéquat d'appliquer la même procédure définie au point (4.3.). Pour rappel, la turbulence était activée à $t=60s$ par soucis de stabilité et d'efficacité et les résultats étaient exploités au temps $t=100s$. Nous vérifierons cependant la stabilité du profil de vitesse à $t=100s$ en considérant $x=6.5m$, le cas échéant nous déterminerons le temps adéquat.

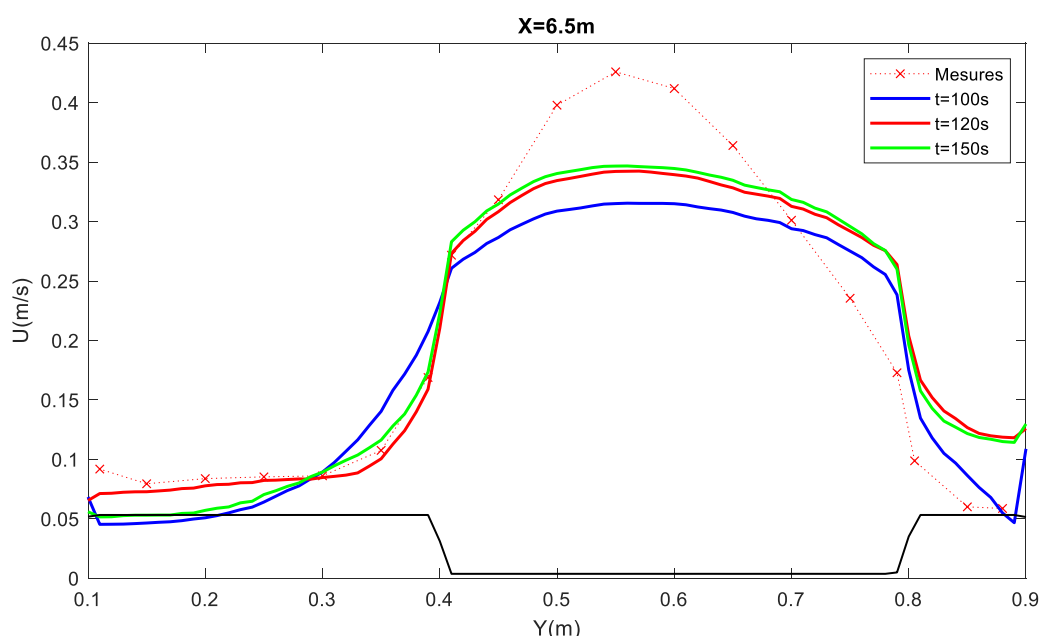


Figure 74 : Convergence de la solution pour le canal SK6 dans la section $X=6.5m$

Nous observons de grandes variations entre $t=100s$ et $t=120s$, notamment au niveau de la plaine d'inondation de gauche (à droite sur la figure 74). Une conclusion évidente est que l'écoulement n'est pas à l'équilibre au temps $t=100s$. Nous remarquons une plus légère différence entre les profils aux temps $t=120s$ et $t=150s$, cependant il est impossible d'en conclure que le système ne va pas encore évoluer vers une nouvelle disposition.

Nous adopterons l'hypothèse que l'équilibre est atteint en $t=150s$, d'une part car le comportement étudié à la figure 74 semble indiquer que l'on s'en rapproche, d'autre part pour des raisons pratiques. En effet, ayant choisi le maillage (c) dense au point précédent, le temps de calcul nécessaire pour atteindre $t=150s$ est déjà considérable. Pour donner un ordre d'idée, si nous voulions atteindre $t=300s$, il faudrait environ 24 heures pour obtenir le résultat.

5.5. Comportement de l'énergie cinétique turbulente

Dans cette section, nous nous intéressons au comportement de k , et nous allons vérifier si les valeurs employés précédemment pour les cas UCM et UCW conviennent également à la modélisation de la situation.

Nous étudierons l'influence de la majoration par la valeur k_{maximale} fixée à 0.05. A la figure 75, nous pouvons observer plusieurs apparitions locales de valeurs de k à 0.05 dans le lit mineur. Pour avoir étudié l'influence de ces taches au point (3.4.1), nous avons considéré qu'elles ne justifiaient pas un changement des paramètres de modélisation.

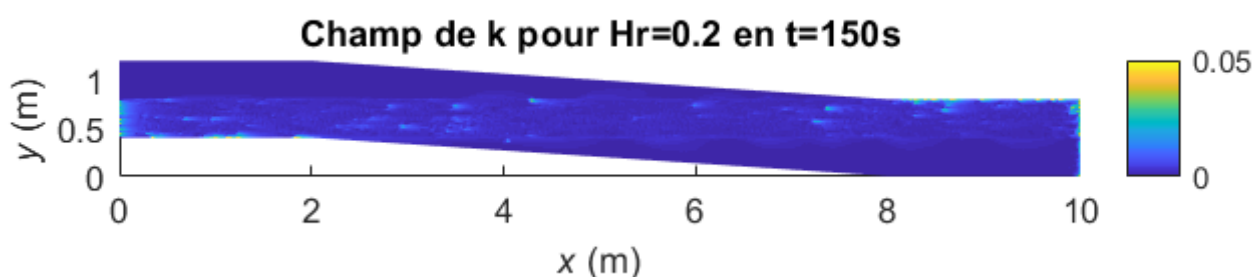


Figure 75 : Champ de l'énergie cinétique turbulente en $t=150s$ pour $Hr=0.2$

Cependant, si nous zoomons sur le champ de k , comme illustré à la figure 76, nous observons des valeurs de k relativement importantes pour les cellules proches des murs avant $X=2m$ et après $X=8m$. Après une étude approfondie du phénomène, il semble que l'inertie de la masse d'eau venant du canal oblique induise des gradients de vitesse plus importants proche de la frontière et produise ces valeurs plus importantes de k .

Cependant, étant donné que les profils étudiés sont tous compris entre $X=2m$ et $X=8m$, nous considérerons l'impact de ce phénomène comme négligeable. Nous considérons donc la majoration de k par 0.05 comme adaptée à la situation.

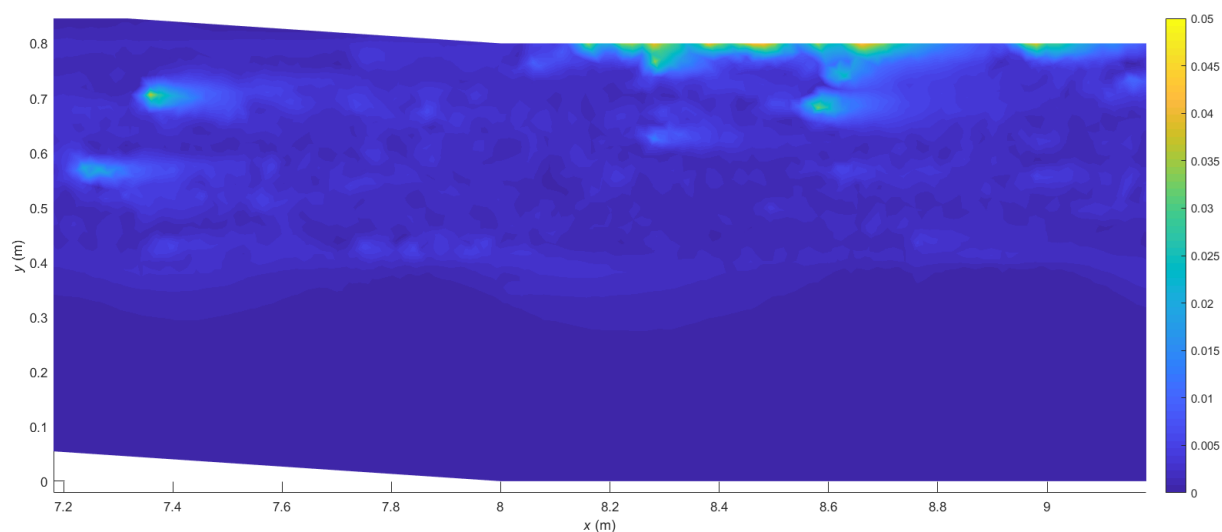


Figure 76 : Comportement de k dans le canal SK6 pour $Hr=0.2$

5.6. Influence du coefficient de Manning

Dans cette partie, nous étudierons l'influence du coefficient de Manning sur les profils de vitesse. Nous considérons uniquement la configuration $Hr=0.2$, en faisant varier séparément la rugosité des plaines d'inondation et du lit mineur.

Nous avons observé, notamment à la figure 74, qu'utiliser les coefficients de Manning fournis dans l'étude conduit à la sous-estimation des profils de vitesse. Nous étudierons donc l'impact de la réduction de ces coefficients, afin d'éventuellement proposer des valeurs plus performantes pour la modélisation.

Premièrement, nous avons abaissé la rugosité du lit mineur de moitié.

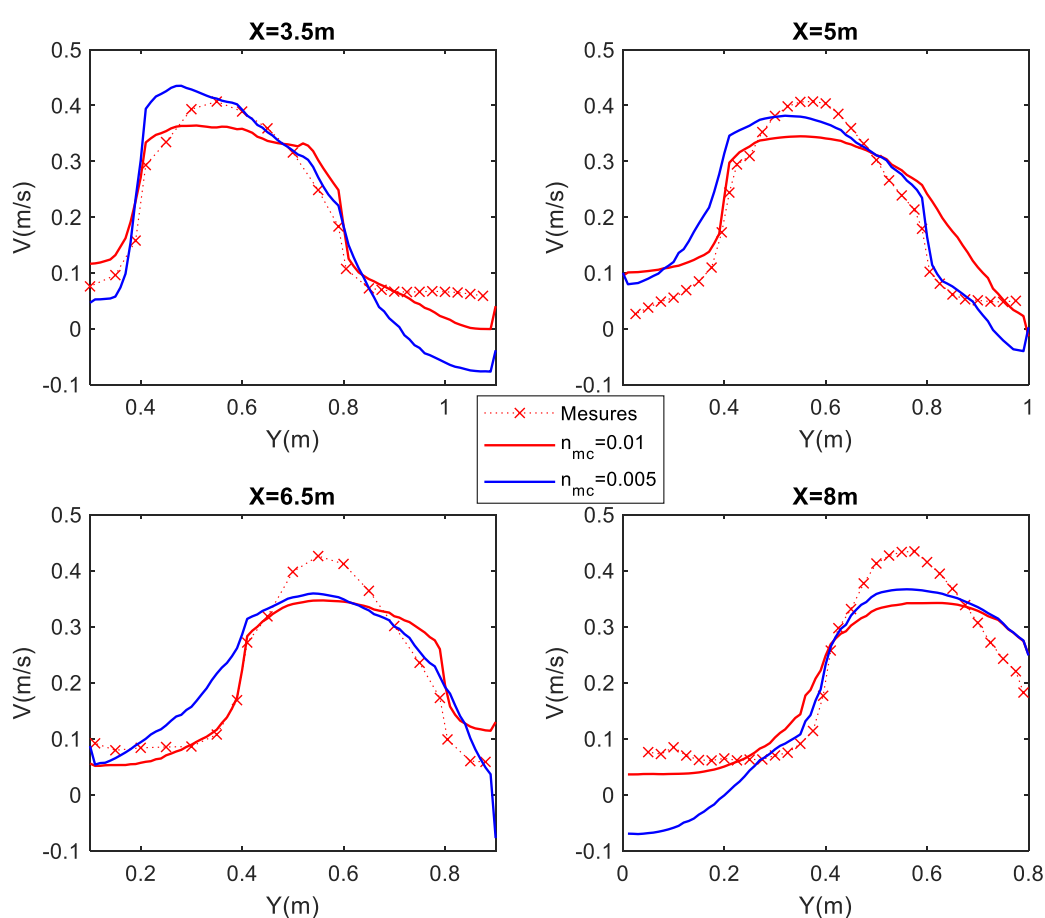


Figure 77 : Influence de la rugosité du lit mineur sur le profil de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur

En certaines sections, la réduction de la rugosité redresse effectivement la vitesse dans le lit mineur, mais nous pouvons observer l'apparition de vitesses négatives proches des limites dans les quatre sections. Ces valeurs s'expliquent par l'apparition de nouvelles structures d'écoulements illustrées à la figure 78. Il semble qu'accentuer la différence entre la rugosité du lit mineur et majeur soit trop extrêmes.

En réduisant davantage les coefficients de Manning, pour le cas $Hr=0.2$, nous rabaissons considérablement la hauteur d'eau de l'écoulement, ce qui fait apparaître des instabilités et des

incohérences du fait de la faible hauteur d'eau ou de l'absence d'eau dans certaines cellules. Pour cette raison, la suite de l'étude de l'influence du coefficient de Manning sera menée pour le cas $Hr=0.5$.

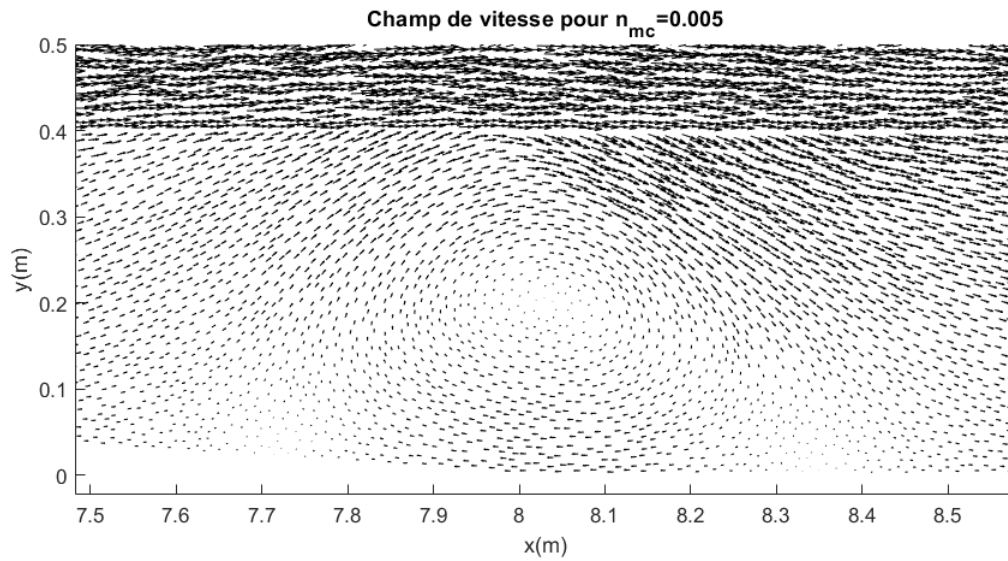


Figure 78 : Champ de vitesse de la configuration SK6 avec réduction de la rugosité du lit mineur

Dans la configuration $Hr=0.5$, nous ferons également varier la rugosité vers le bas.

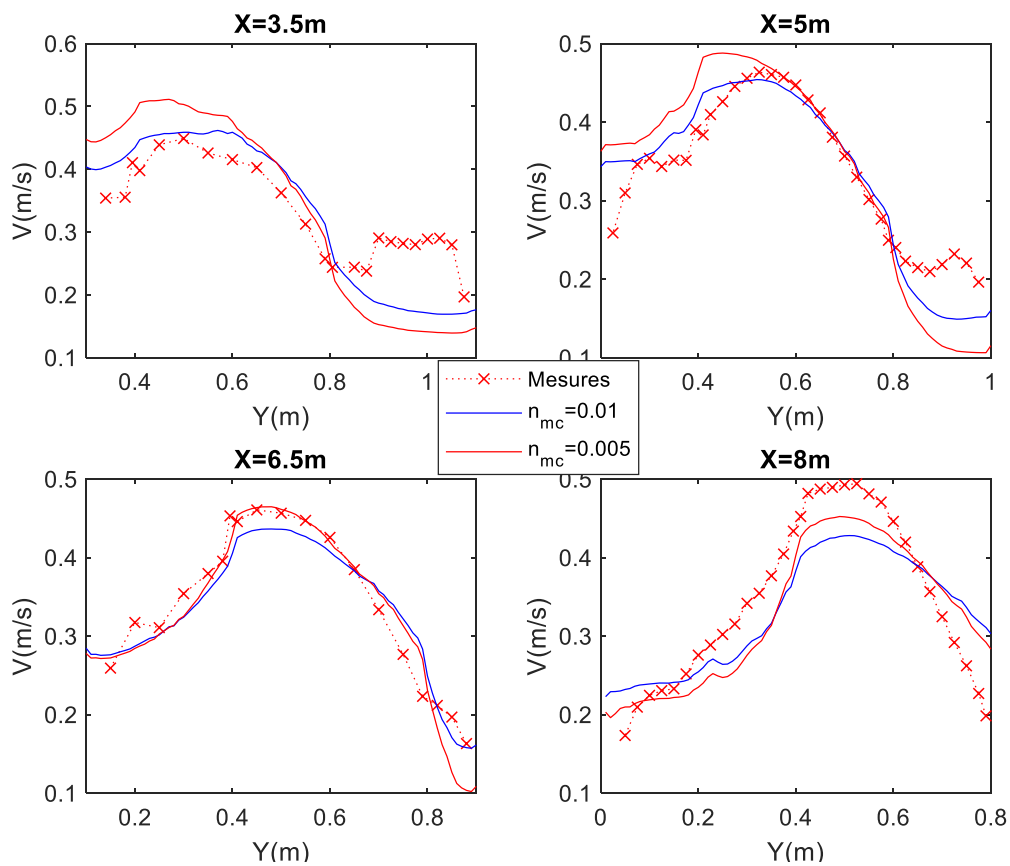


Figure 79 : Influence du coefficient de Manning du lit mineur sur les profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour $Hr=0.5$

Nous avons pu observer, comme illustré à la figure 79, que la réduction de la rugosité du canal central transfère logiquement une partie du flux du lit majeur au lit mineur. Cependant, cet effet n'est pas forcément souhaitable ; les profils en $X=3.5\text{m}$ et $X=5\text{m}$ sont moins bons, et les améliorations apportées pour les deux autres profils sont discutables.

Dans les cas $Hr=0.2$ et $Hr=0.5$, nous considérerons donc les coefficients fournis par les tests en lit isolé comme les plus performants.

5.7. Analyse des résultats

Pour l'analyse des performances du modèle (k-l) pour ce cas test, nous considérons deux configurations $Hr=0.2$ et $Hr=0.5$ selon les paramètres de modélisation résumés dans le tableau ci-dessous :

	$q_{mc}[\text{m}^2/\text{s}]$	$q_{fp}[\text{m}^2/\text{s}]$	$H_{aval}[\text{m}]$	$n_{mc}[\text{s}/\text{m}^{1/3}]$	$n_{fp}[\text{s}/\text{m}^{1/3}]$
Hr=0.2	0.021	0.00075	0.062	0.0102	0.0201
Hr=0.5	0.0423	0.01	0.099	0.0102	0.0201

5.7.1. Hauteur d'eau

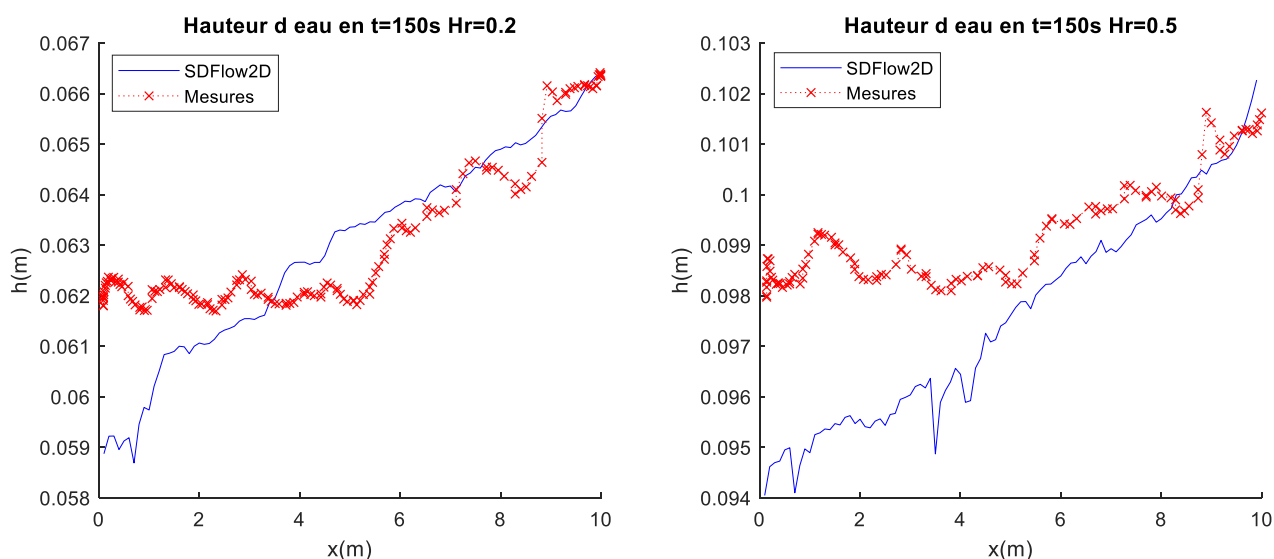


Figure 80 : Hauteur d'eau calculée et mesurée selon les configurations

Nous avons calculé une déviation maximale de l'ordre de 4.8% pour le cas $Hr=0.2$ et de 3.6% pour le cas $Hr=0.5$. De plus, les sections considérées pour l'analyse des profils de vitesse sont situées en 3.5m, 5m, 6.5m et 8m. La correspondance entre les mesures et la simulation étant accrue à proximité

de l'aval, nous pouvons considérer que les hauteurs d'eau sont généralement semblables. La seule différence notable serait pour le cas $Hr=0.5$ et $X=3.5m$, où la hauteur est plus significativement sous-évaluée, par conséquent nous nous attendons à y trouver des profils de vitesse plus hauts.

5.7.2. Profils de vitesse

Comme expliqué au point (5.4.), les résultats seront considérés à $t=150s$. On affichera également les profils à $t=60s$ afin d'étudier le comportement de la turbulence. Pour rappel, la turbulence n'est activée qu'à partir du temps $t=60s$.

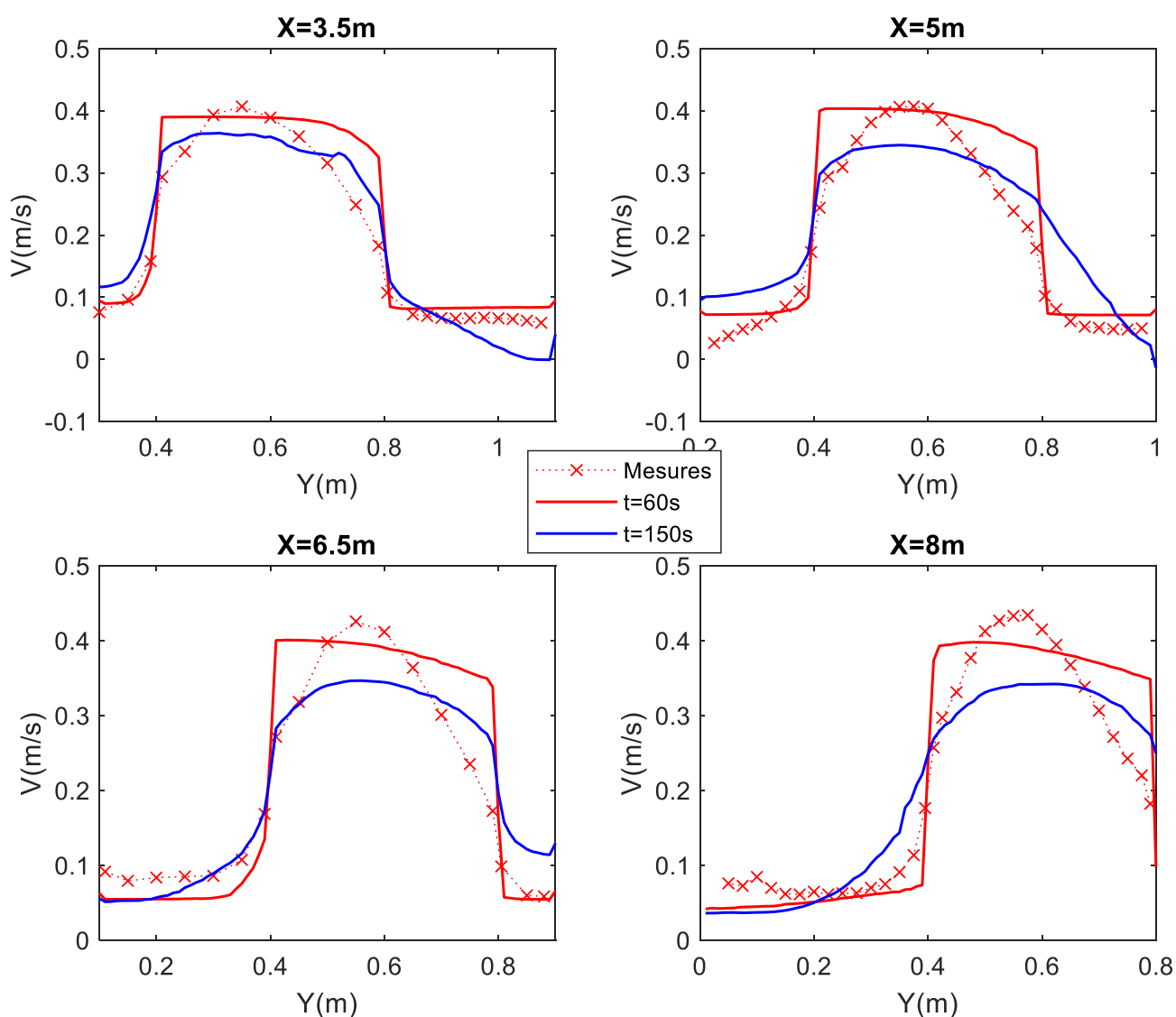


Figure 81 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour la configuration $Hr=0.2$

L'application de la turbulence a logiquement un effet de lissage des profils de vitesse, et implique généralement l'augmentation des vitesses dans le lit majeur et la diminution dans le lit mineur. On peut observer à la figure 81 que, sans turbulence, la vitesse est quand même sous-estimée dans le lit

mineur. Il est difficile de déduire avec certitude des conclusions, mais il semble néanmoins que le transport convectif n'est pas correctement représenté par le programme et que les échanges de masses dus à la géométrie ne se déroulent pas comme dans la réalité.

Nous pouvons cependant affirmer que le caractère diffusif est trop prononcé, la vitesse étant dans presque tous les profils surévaluée à proximité de la transition longitudinale.

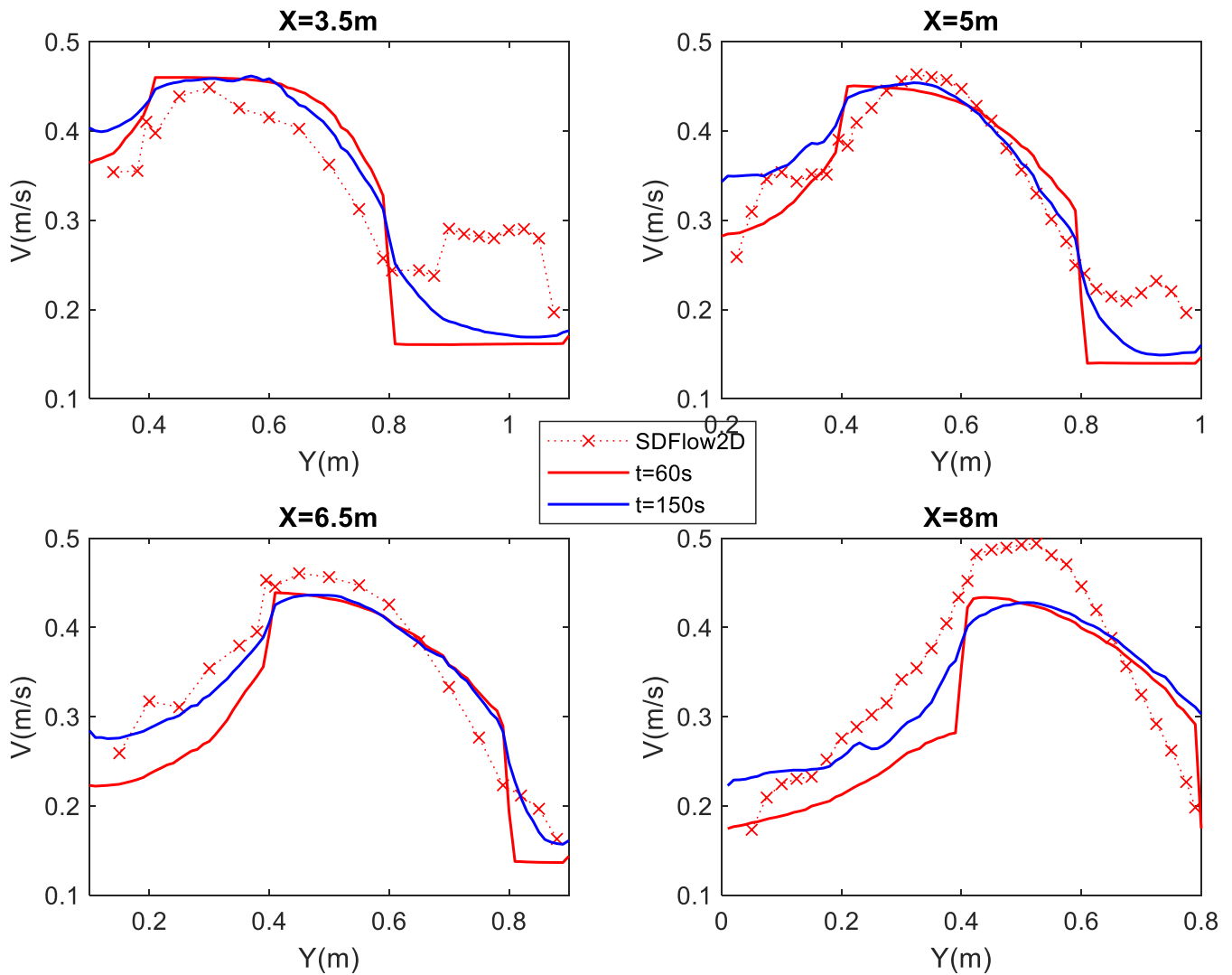


Figure 82 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour la configuration $Hr=0.5$

La figure 82 permet de confirmer certaines hypothèses émises quant au comportement du modèle (k-l). Dans ce cas-ci également, les profils des mesures sont en général plus élancés que ceux des simulations, ce qui renforce le postulat d'un modèle un peu trop diffusif.

5.8. Conclusion

En conclusion, nous dirons que le modèle (k-l) fonctionne de façon correcte pour les configurations investiguées. La situation $H_r=0.2$ est cependant plus exigeante, du fait des hauteurs d'eau plus faibles, et nous avons remarqué que le programme était plus performant pour le cas $H_r=0.5$.

Ce cas test a mis en évidence des problèmes fondamentaux. Le canal ayant été dimensionné afin de reproduire exclusivement les échanges géométriques qui prennent place dans les méandres, nous pouvons dire que le programme n'est pas en mesure de reproduire fidèlement ce phénomène. En effet, si l'on compare les résultats avec les cas UCM et UCW, il est clair qu'il est moins performant pour le canal SK6. Il semble que la diffusion soit trop importante, comme l'ont montrée les figures 81 et 82, alors que le transport convectif paraît inhibé.

Le propos précédent doit cependant être nuancé car suite au temps de calcul nécessaire pour chaque simulation, toutes celles prévues n'ont pas pu être testées. Il en résulte qu'il existe probablement un couple de coefficient de Manning plus performant que celui utilisé, même si ce dernier est acceptable. Cet argument est motivé entre autres par la figure 80 qui illustre que le profil de hauteur d'eau est également ajustable.

Ensuite, toujours dans la comparaison des résultats du chapitre 4, le rapport de la largeur du canal sur la hauteur moyenne est plus petit, particulièrement dans le cas $H_r=0.2$. Par conséquent, l'impact de la turbulence générées par les murs pourrait ne plus être négligeable pour le canal SK6. Il est également possible que cela soit dû aux échanges de flux géométriques qui vont rapprocher l'écoulement des frontières. Il pourrait donc être intéressant d'implanter une loi de mur affectant la répartition de l'énergie cinétique turbulente et d'évaluer les bénéfices que pourrait avoir cette modification.

6. Cas test n°3: WGCC Case 01 Canal prismatique

6.1. Introduction

Cette expérience s'inscrit dans l'effort de meilleure compréhension des écoulements en lit composé, WGCC signifiant Working Group on Compound Channel. Plus particulièrement, elle fait partie d'un programme dont la volonté est la mise en commun des savoirs concernant les écoulements en lit composé à travers la confrontation d'un grand nombre de modèles pour un même cas test.

Le projet s'est effectué en deux étapes : les données géométriques, d'écoulements et des matériaux étaient d'abord envoyés par plusieurs partis afin qu'ils puissent soumettre une première réponse. Les mesures étaient ensuite partagées et une nouvelle soumission pouvait être effectuée après une étape de 'tuning' qui consiste à adapter certains paramètres pour rapprocher les résultats des mesures.

De manière générale, l'écoulement étudié sera similaire au cas UCM étudié plus tôt. La zone de mélange se comportera potentiellement différemment du fait de la transition lit mineur et lit majeur qui est progressive.

Après avoir présenté les conditions d'expérience, nous discuterons des différentes méthodes de répartition de débit pour les canaux prismatiques. Nous nous intéresserons ensuite à la modélisation, en définissant le temps de simulation nécessaire, l'influence des coefficients de Manning pour finalement porter un regard critique sur les résultats obtenus.

6.2. Conditions expérimentales

6.2.1. Géométrie et matériaux

Les mesures ont été effectuées dans un canal à section prismatique de 40 mètres de long. Pour la modélisation, nous nous contenterons de modéliser 10 mètres de ce canal. La section courante est détaillée à la figure 83.

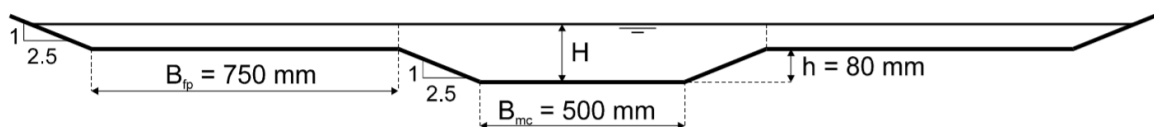


Figure 83 : Section du canal du Test case 01 [21]

La pente de fond est $S_0 = 0.001$. L'ensemble du canal est réalisé à partir de tôles métalliques lisses, et des éléments métalliques de section carrée de 4 mm de côté sont placés à intervalles réguliers de 40 cm sur les plaines d'inondations pour en augmenter la rugosité. Les résultats de test en lit isolé pour différentes hauteur d'eau sont illustrée à la figure 84, les pentes des berges sont incluses.

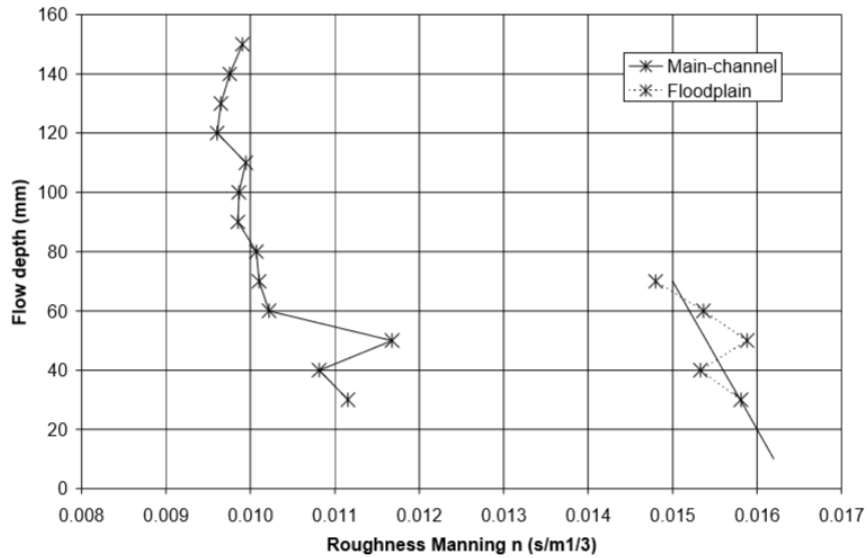


Figure 84 : Influence de la hauteur d'eau sur le coefficient de Manning apparents lors de test en lit isolé

D'après ces valeurs, les auteurs en ont conclu que la rugosité du lit mineur pouvait être considérée comme invariable selon la hauteur d'eau pour des configurations où $H > 80\text{mm}$. En effectuant la moyenne des données, ils trouvent : $n_{mc} = 0.0098 \text{ s/m}^{1/3}$.

Concernant les plaines d'inondation, ils ont considéré qu'une approximation linéaire proportionnelle à la hauteur d'eau des plaines ($H - 80\text{mm}$) était adaptée pour la situation tel que :

$$n_{mc} = 0.0164 - 0.0002 * (H - 80)/10 \text{ s/m}^{1/3}$$

Avec H la hauteur d'eau dans le lit mineur exprimée en mm.

6.2.2. Conditions d'écoulement

Initialement, seule la hauteur d'eau était donnée aux participants, la première étape consistant à proposer une répartition de débit amont correspondant à cette configuration. En réalité, la démarche expérimentale était d'ajuster les débits à l'amont et le niveau des déversoirs aval afin d'obtenir un régime uniforme pour une hauteur d'eau spécifique. Des valeurs d'hauteur d'eau en lit mineur H allant de 90mm à 150mm par intervalles de 10 mm ont été étudiées. Nous modéliserons seulement deux valeurs, c'est-à-dire, les configurations où $H=100\text{mm}$ et $H=150\text{mm}$. Nous disposons pour l'étude des vitesses mesurées selon le schéma à la figure 85.

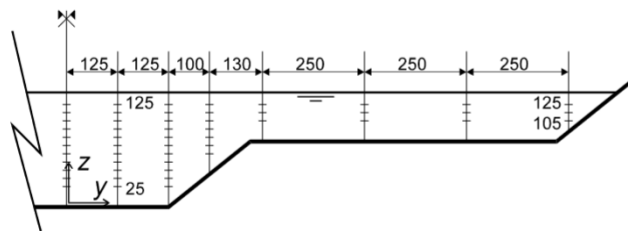


Figure 85 : Maillage des mesures de vitesse pour le Test case 01 [21]

6.3. Détermination du débit

Afin de déterminer le débit total associé à une hauteur d'eau dans un canal prismatique à lit composé, de nombreuses méthodes existent. Dans cette partie, nous discuterons de quelques-unes de celles-ci, ainsi que d'une méthode de calcul de répartition de débit que nous comparerons avec les données mesurées.

La Single Channel Method (SCM) est la plus simpliste. Elle consiste à associer le comportement du canal à lit composé à celui d'un lit unique, en considérant l'aire et le périmètre mouillé de l'ensemble de la section. Pour une valeur apparente du coefficient de Manning à déterminer, le calcul du débit est déterminé par :

$$Q = \frac{AR^{2/3}}{n} S_0^{1/2} \quad (6.3.1)$$

En utilisant cette méthode, lorsque le niveau d'eau atteint les plaines d'inondation, le périmètre mouillé augmente brusquement pour une aire mouillée relativement constante, entraînant une diminution du rayon hydraulique R et donc de Q . Il en résulte une sous-estimation du débit ; cette méthode est utilisée comme une borne inférieure pour la valeur du débit.

La Divided Channel Method (DCM) est spécifique aux canaux à lit composé. Afin de tenir compte des différences de vitesse entre le lit mineur et les plaines d'inondation, le débit total est calculé comme la somme des débits partiels selon :

$$Q = \sum Q_i = \sum \frac{A_i R_i^{2/3}}{n_i} S_0^{1/2} \quad (6.3.2)$$

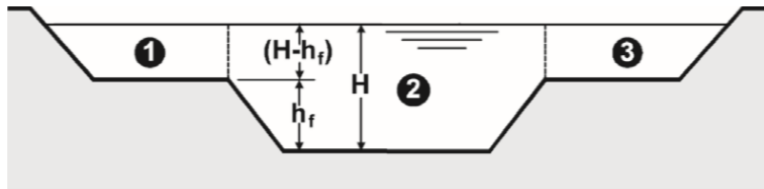


Figure 86 : Schéma de divisions du canal en section

Une des méthodes qui fournit de bons résultats, s'intitule l'Apparent Shear Force Model (ASFM) qui fournit un calcul du cisaillement selon :

$$\tau_a = \frac{1}{2} \rho C_{fa} (\Delta U)^2 \quad (6.3.3)$$

Avec C_{fa} définit empiriquement et ΔU qui représente la différence des vitesses moyennées des sous-sections adjacentes.

Ce que l'on souhaite déterminer, c'est le taux de répartition du débit dans le lit mineur et majeur pour une configuration. Pour ce faire, nous emploierons la théorie DCM et nous appliquerons la procédure suivante :

Nous calculons les débits et retiendrons seulement les pourcentage de débits totaux dans chaque section. Nous obtenons donc pour $H=100\text{mm}$: $\%_{mc} = 91\%$ et $\%_{fp} = 9\%$.

Les pourcentages réels relevés sont $\%_{mc} = 86.6\%$ et $\%_{fp} = 13.4\%$. La méthode employée sous-estime le flux dans le lit majeur. Afin de retrouver une telle configuration avec la méthode DCM, il faudrait assigner un coefficient de Manning $n_{fp} = 0.0103$.

Cette différence est due au fait que le cisaillement entre les sections n'est pas considéré, qui créerait un transfert du flux du lit mineur vers le lit majeur. Si on ne le considère pas, il est normal de devoir réduire la rugosité afin d'inciter, d'une autre manière, l'écoulement à s'y diriger.

Pour la suite de la modélisation, nous adopterons les valeurs fournies par les relevés expérimentaux. Les conditions frontières amont seront définies selon le schéma illustré à la figure 87, cette disposition ayant été choisie afin de nous rapprocher de la configuration d'équilibre. En effet, le canal modélisé ne faisant que 10 mètres, il faut calibrer correctement les conditions frontières afin de réduire la longueur de transition de l'écoulement ; c'est dans cette intention qu'une transition linéaire est appliquée au débit entre les lits majeur et mineur.

En divisant les débits totaux par les longueurs de section, nous avons obtenu les débits à imposer aux conditions frontières. Etant donné la transition linéaire de débit, il faut donc majorer légèrement sa valeur dans les sections à fond vertical afin que le total corresponde à la valeur calculée.

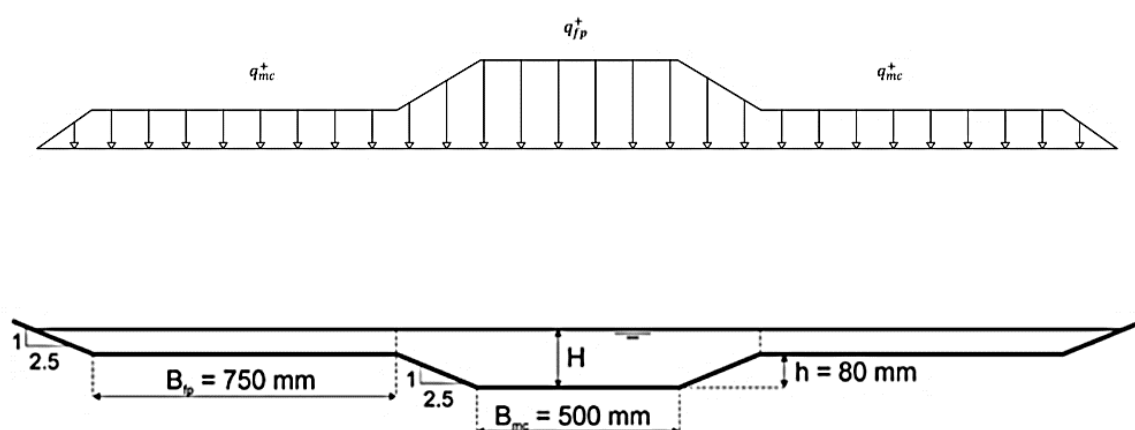


Figure 87 : Schéma de répartition selon Y du débit

6.4. Convergence de la solution

Pour déterminer le temps de simulation nécessaire pour atteindre l'équilibre ainsi que pour toutes autres analyses des résultats, nous considérerons le profil en $X=5.0m$, avec l'origine du repère défini à l'amont du canal. Ceci afin de limiter l'influence négative que pourrait avoir l'éventuelle mauvaise imposition des conditions frontières amont, et l'influence de la frontière aval dont le comportement sera étudié au point suivant. On activera, comme dans les autres cas, la turbulence au temps $t=60s$. L'origine du repère ($x - y$) sera placé sur la frontière amont, à l'extrémité de la plaine d'inondation droite.

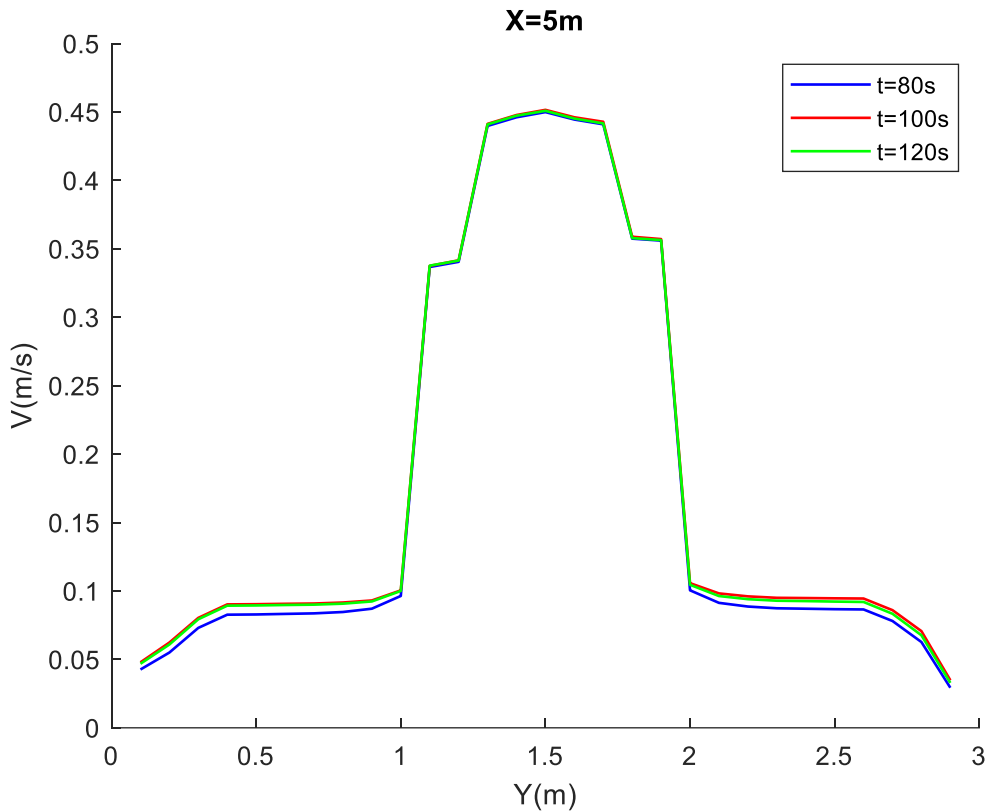


Figure 88 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur en $X=5m$ selon le temps

Devant la stabilité du profil entre les temps $t=100s$ et $t=120s$, nous avons considéré qu'un temps de simulation $t=100s$ était suffisant pour atteindre l'équilibre.

6.5. Influence de la condition aval

La particularité de ce cas test, comparé à l'UCM et l'UCW, est qu'il n'y a pas de section imposée pour les mesures. Ces dernières ont été réalisées dans une section quelconque représentative de l'état d'équilibre de l'écoulement, et nous avons choisi la section en $X=5m$ afin de limiter l'influence des frontières.

Nous n'avons pas jugé nécessaire initialement de modéliser un bassin de dissipation car il nous a semblé que la masse d'eau importante de ce canal, ajouté à l'éloignement de l'endroit de mesure par rapport à la frontière, permettait de dissiper les effets néfastes de recirculations induits par l'imposition d'une hauteur d'eau constante.

L'objectif de cette section est de prouver que les phénomènes de recirculation n'ont pas d'influence sur le profil de vitesse en $X=5m$.

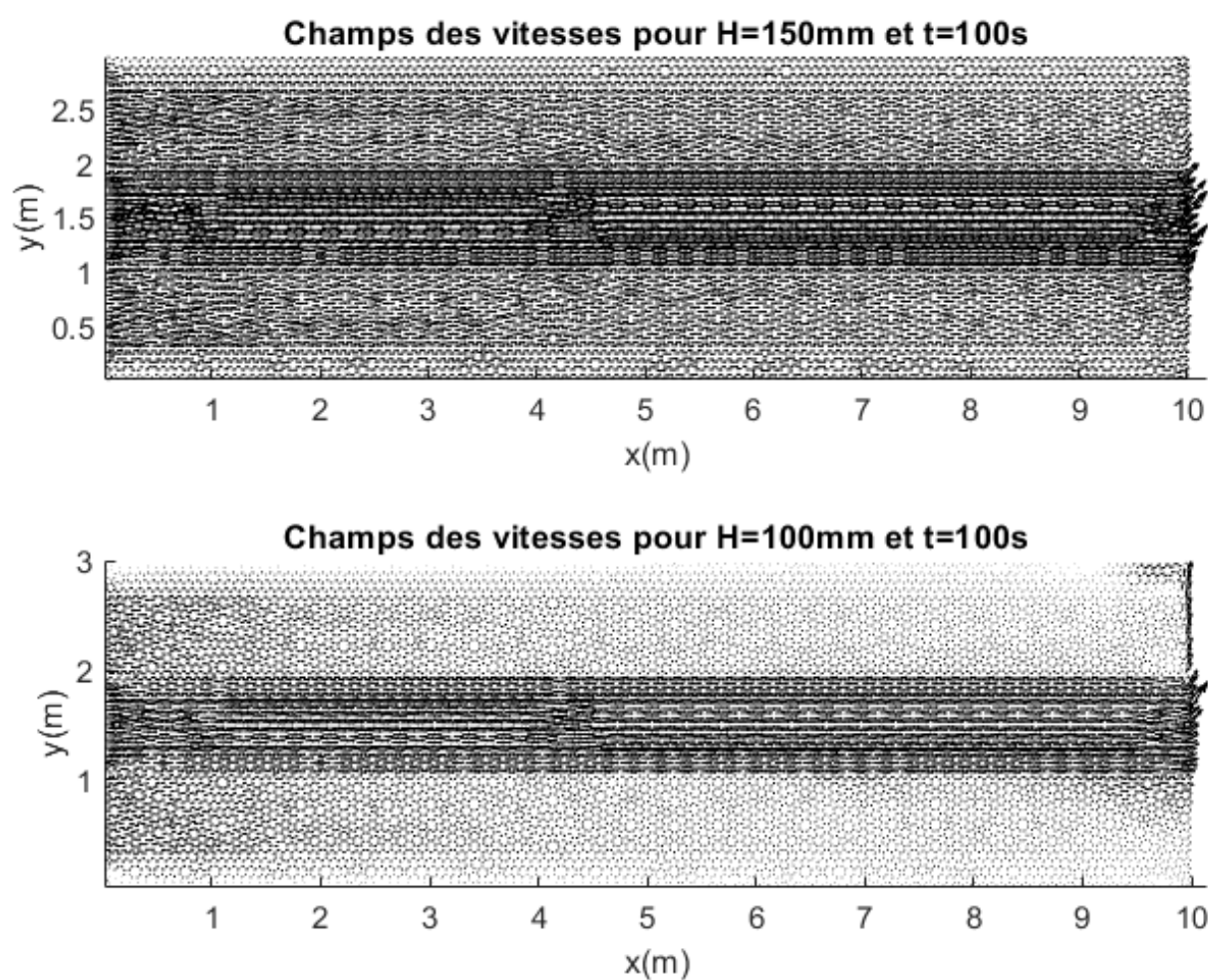


Figure 89 : Phénomènes de recirculation dans le canal WGCC

Nous avons pu observer, comme illustré à la figure 89, des comportements instables à la frontière aval. Cependant, nous avons conclu qu'ils n'étaient pas très influents sur le profil à $X=5\text{m}$ du fait que les vecteurs vitesse sont tous relativement parallèles en cette abscisse, et ce pour les deux configurations étudiées.

6.6. Influence du coefficient de Manning

Des tests en lits isolés ayant été menés, nous possédons les valeurs des coefficients de Manning apparent pour chacune des surfaces. Autant le coefficient de Manning du lit mineur semblait constant pour différentes hauteur d'eau, autant celui de la plaine d'inondation est variable.

L'étude réalisée fournit également une équation définissant la rugosité du lit majeur en fonction de la hauteur d'eau sur ce dernier, obtenue à partir d'une approximation linéaire des données mesurées. Nous étudierons néanmoins l'influence respective des deux coefficients de Manning afin de présenter, si nécessaire, un couple plus performant que celui fourni par l'étude.

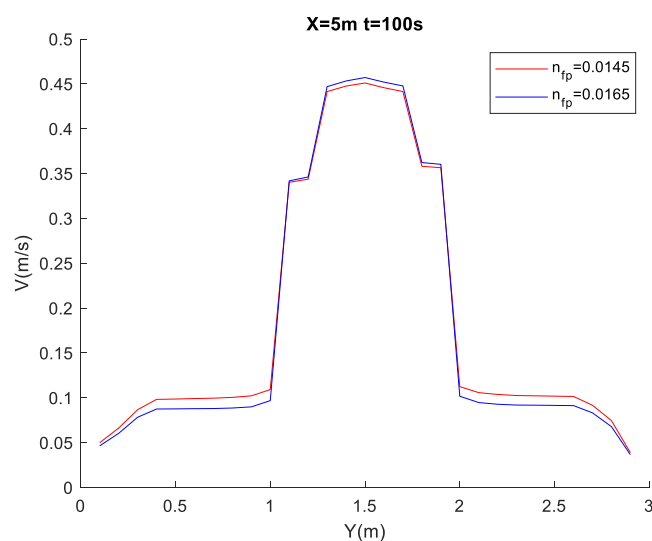


Figure 90 : Influence du coefficient de Manning des plaines d'inondation sur le profil de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur en $X=5m$ à $t=100s$

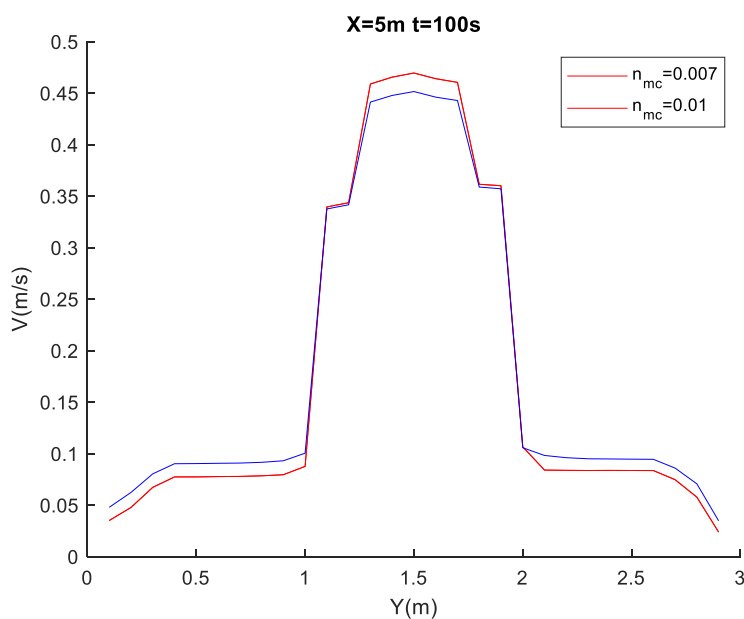


Figure 91 : Influence du coefficient de Manning du lit mineur sur le profil de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur en $X=5m$ à $t=100s$

D'après cette investigation, dont les résultats sont illustrés aux figures 90 et 91, nous avons pu observer que les variations de la rugosité du lit mineur semblent traduire simplement certaines sections du profil. Concernant le lit majeur, les changements induits sont plus marqués au niveau du canal central et à proximité de la transition longitudinale.

Nous avons donc décidé d'employer le couple de coefficients de Manning $n_{mc} = 0.007 \text{ s/m}^{1/3}$ et $n_{fp} = 0.0155 \text{ s/m}^{1/3}$ afin de rehausser légèrement le profil de vitesse au niveau du lit mineur.

6.7. Méthode et analyse des résultats

Pour l'analyse des performances du modèle (k-l) pour ce cas test, on considèrera deux configurations $H=100\text{mm}$ et $H=150\text{mm}$, avec H la hauteur d'eau dans le canal central, selon les paramètres de modélisation résumés dans le tableau ci-dessous :

	$q_{mc}^+ [\text{m}^2/\text{s}]$	$q_{fp}^+ [\text{m}^2/\text{s}]$	$H_{aval} [\text{m}]$	$n_{mc} [\text{s}/\text{m}^{1/3}]$	$n_{fp} [\text{s}/\text{m}^{1/3}]$
H=100mm	0.05	0.005	0.010	0.007	0.0155
H=150mm	0.095	0.03	0.015	0.007	0.0155

6.7.1. Choix du maillage

Pour définir le maillage idéal, nous avons testé trois illustrés à la figure 92. On considèrera le cas $H=100\text{mm}$ pour étudier la courbe.

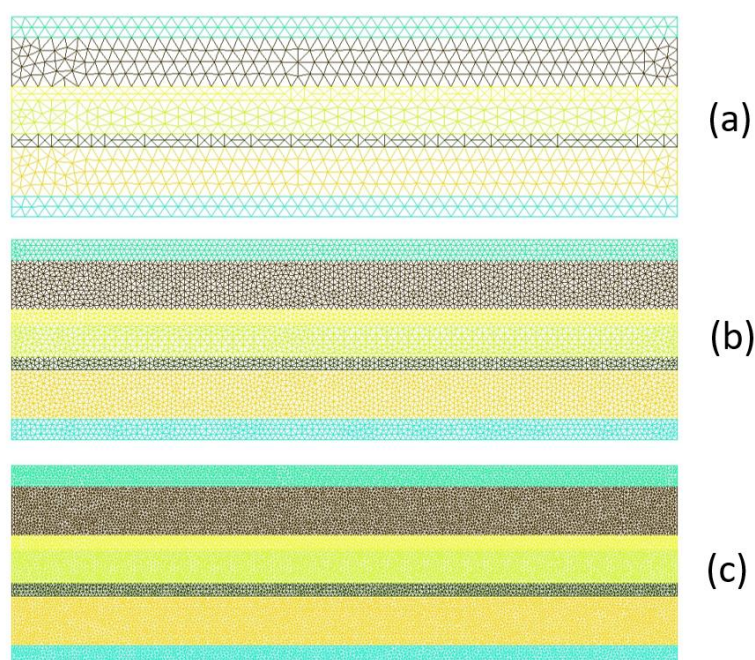


Figure 92 : Maillages investigués pour le canal WGCC

Nous avons pu remarquer à la figure suivante que la définition du maillage n'est pas très influente sur le profil de vitesse. Notre choix s'est donc porté sur un maillage relativement grossier pour des raisons pratiques. Nous avons également observé que le maillage (a) produit des profils non symétriques dans leur structure, où les zones de transition de lit sont plus marquées d'un côté que de l'autre.

Pour cette raison, nous avons décidé de travailler avec le maillage (b).

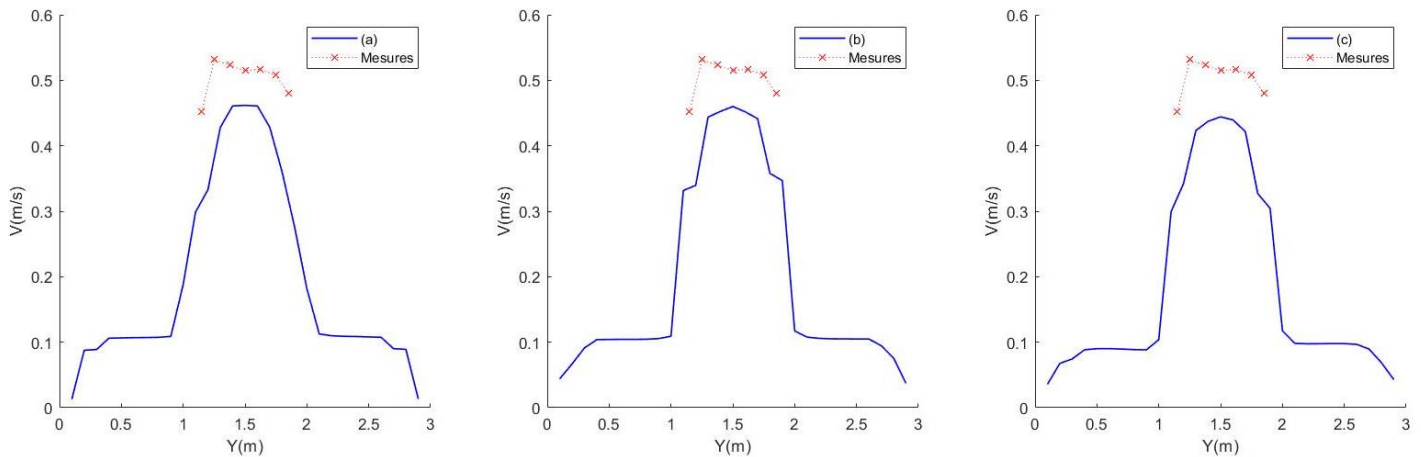


Figure 93 : influence du maillage sur le profil de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur

6.7.2. Hauteur d'eau

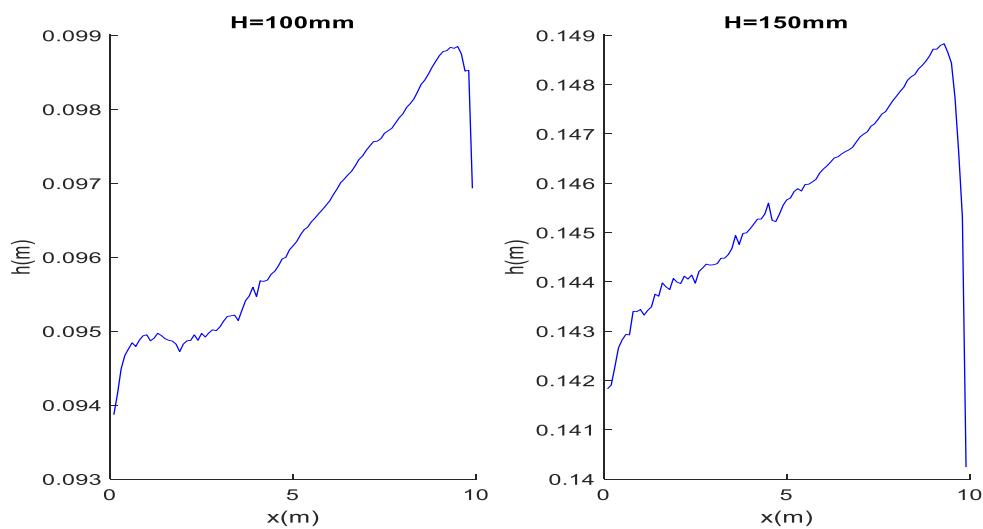


Figure 94 : Hauteurs d'eau selon $Y=1.5m$ pour $H=100mm$ et $H=150mm$

N'ayant pas de mesures expérimentales d'hauteur d'eau, nous ferons l'hypothèse que l'écoulement a une hauteur constante sur toute sa longueur respectivement de $H=100\text{mm}$ et $H=150\text{mm}$. La déviation, si l'on considère les mesures en $X=5\text{m}$ est de 5% et sera considérée comme acceptable. Nous en tiendrons évidemment compte lors de l'analyse des profils de vitesse.

6.7.3. Profils de vitesse

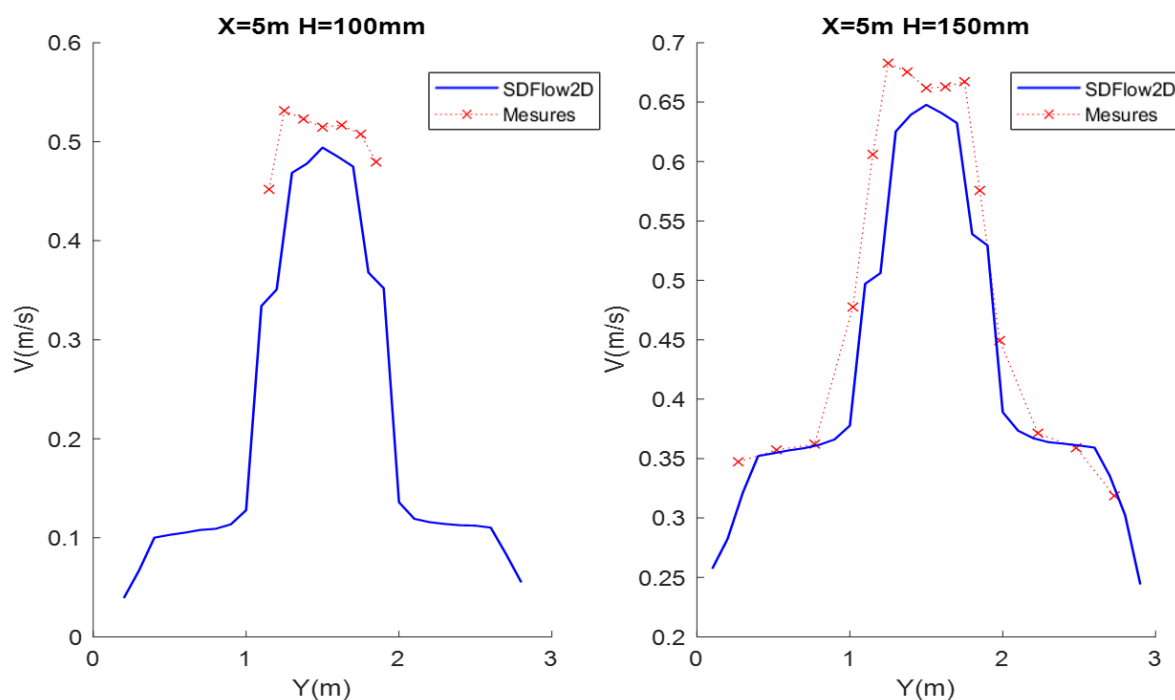


Figure 95 : Profils de vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur pour deux configurations

A la figure 95, nous avons pu remarquer que la vitesse est généralement sous-estimée dans le lit mineur, malgré la diminution du coefficient de Manning de ce dernier et la sous-estimation de la vitesse. Le profil est plus adéquat au niveau des vitesses du lit majeur.

La sous-estimation du profil de vitesse est peut-être due à un schéma de répartition de débit non adéquat, qui se trouverait sous-estimé.

Notons que la simulation ne reproduit pas adéquatement la forme du sommet du profil, qui devrait être plus aplatie selon les mesures. Il semble également que le profil soit trop anguleux, mais nous ne disposons pas d'assez de mesures pour l'affirmer avec certitude.

6.8. Conclusion

Les résultats des simulations étant globalement proches des mesures, il semble que le modèle (k-l) soit relativement performant pour ce genre de situation où la turbulence s'exprime particulièrement au niveau de la zone de mélange entre les lits.

Certains phénomènes posent cependant question. En ayant rabaissé le profil de hauteur et le coefficient de Manning du lit mineur initialement défini en lit isolé et en ayant vérifié que le flux total à la frontière correspondait bien à la valeur fournie, nous observons quand même un profil légèrement trop bas.

Il pourrait être intéressant à l'avenir d'appliquer un maillage plus fin exclusivement pour les zones de transition de niveau de fond.

De plus, de manière similaire au cas UCW, la rugosité du lit majeur est augmentée via l'ajout d'obstacles cette fois-ci immergés. D'une hauteur de 4 mm, ils représentent 20% de la hauteur d'eau en lit majeur pour la configuration $H=100\text{mm}$. Un modèle incluant un facteur de traînée pourrait fournir des profils plus performants, car la théorie de Manning est potentiellement trop limitée pour cette configuration.

7. Conclusion

Ce mémoire s'inscrit dans une série de travaux concernant les écoulements en lit composé réalisés au sein du département Génie Civil et Environnemental de l'École Polytechnique de Louvain. Il fait suite aux études d'Eugénie Deliens concernant le modèle $\lambda U^* h$ et consiste en l'étude du modèle de turbulence (k-l).

Après avoir rappelé les équations fondamentales d'écoulement, nous avons détaillé leurs applications au modèle 2D. Nous nous sommes intéressés particulièrement au calcul de la viscosité et de l'énergie cinétique turbulente qui décrit les termes sources turbulents selon l'hypothèse de Boussinesq. Nous avons ensuite précisé le fonctionnement du code SDFlow2D et les modifications apportées en détaillant la démarche et les choix d'implémentation effectués. Une fois le nouveau modèle élaboré, nous l'avons confronté à différents cas tests.

Les résultats sont globalement bons pour la plupart des configurations, en particulier dans le cas test UCM. Le modèle établi semble reproduire adéquatement les effets de la couche de cisaillement entre les lits majeur et mineur prépondérants dans cette configuration. Les mesures de fluctuations ont permis de confirmer le bon fonctionnement du programme qui produit des profils d'ordre de grandeur et de structure adéquats.

Nous avons pu constater les nombreux avantages du nouveau modèle vis-à-vis de l'ancien $\lambda U^* h$. Premièrement, il n'est plus nécessaire de calibrer les variables turbulentes à l'image de λ , car les valeurs de l'énergie cinétique turbulente k vont converger quelle que soit la configuration initiale. Pour le modèle λ , nous pouvons ajuster plus ou moins la courbe sur mesure, au détriment de la significativité des résultats. Deuxièmement, nous avons obtenu de meilleurs résultats en utilisant les données fournies par l'étude, dont notamment les coefficients de Manning. Nous avons ainsi mis en évidence l'aspect diffusif du modèle $\lambda U^* h$ et nous avons démontré que, pour nos cas tests, le modèle (k-l) peut être plus performant.

Il semble cependant que notre modèle ait ses limites, comme illustré par le cas test SK6. Ce dernier est plus exigeant puisqu'il mêle tous les phénomènes en jeu en ajoutant des échanges de flux géométriques. Les résultats étant considérablement moins bons que les autres simulations, nous en avons déduit que, soit le programme est trop diffusif, soit la convection est trop inhibée. L'explication étant probablement dans cet entre-deux.

Par ailleurs, certains aspects de l'implémentation du modèle sont discutables, notamment la majoration des valeurs de k . La justification de cette démarche vient d'une étrange interaction entre l'équation de transport de k et la condition frontière amont d'imposition de débit. N'ayant pas pu déterminer l'origine du problème, une borne majorante a été imposée à l'énergie cinétique turbulente afin de corriger ce problème de convergence. Nous observons en effet des taches lors de l'analyse du graphe de k pour chacune des configurations et il est possible que ces structures locales et statiques soient créées par cette majoration. Nous avons étudié leurs impacts, que nous avons considérés comme négligeables ; cependant ces taches n'ont pas de réalité physique et elles mettent en évidence des problèmes d'implémentation. Une solution, qui n'a pas pu être développée ici, est l'imposition d'un profil de k à la frontière amont.

Pour le cas UCW, et dans une moindre mesure pour le cas WGCC, nous avons rencontré quelques problèmes concernant la forme du profil et les valeurs des vitesses moyennées sur la hauteur. Il semble que la théorie de Manning soit trop simpliste pour représenter des cas aussi complexes. Certaines

pistes ont été émises dans la situation d'obstacles partiellement immergés : un facteur de porosité affectant les termes des équations de Saint-Venant pourrait améliorer l'estimation de l'écoulement. Modéliser correctement ces obstacles immergés est d'autant plus intéressant qu'on retrouve souvent des arbres, des obstacles divers ou même des constructions en zone inondable.

Toujours dans le cas test SK6, nous avons observé que d'importantes valeurs de k apparaissaient au niveau des murs. Le profil de vitesse proche de ces murs étant relativement inadéquat, il semble que la présence de gradients de vitesse proches des murs induise des comportements non souhaités. Cette déduction vient du fait que ce problème est apparu uniquement dans ce cas test et non dans les autres, dans lesquels les gradients de vitesse sont plus faibles à proximité des murs. La non prise en compte du frottement des parois latérales pourrait donc être une erreur de modélisation. Une loi de mur pourrait être développée afin d'améliorer le comportement du programme dans cette situation précise.

De nombreuses modifications et extensions pourraient être apportées au programme SDFlow2D afin de le rendre plus polyvalent et performant.

Premièrement, il s'agirait de résoudre l'équation de transport de manière implicite. En décrivant par exemple la procédure appliquée pour chaque pas de temps, nous pourrions procéder en trois étapes : d'abord calculer les nouvelles variables hydrauliques pour chaque cellule, calculer ensuite un nouveau k à partir de ces nouvelles variables, et enfin déterminer les nouvelles variables définitives à partir des anciennes et du nouveau k calculé.

Ensuite, il pourrait être intéressant de développer le modèle $(k-\varepsilon)$ à deux équations, d'une part pour confronter un plus grand nombre de modèles turbulents ensemble, d'autre part parce que le code source du programme ne nécessiterait pas beaucoup de changements pour adapter ce modèle.

Avoir la possibilité d'appliquer un profil de k en frontière amont pourrait potentiellement rendre le programme plus stable et performant, mais le choix des valeurs de k reste problématique. Une loi de mur pourrait également améliorer le code de calcul, particulièrement quand le rapport largeur d'écoulement sur hauteur d'eau est plus petit comme dans le cas SK6.

Pour conclure, gardons à l'esprit que de nombreuses pistes ne sont pas encore explorées, que d'autres modèles turbulents existent et que ceux-ci laissent entrevoir de nombreuses opportunités de travaux futurs pour arriver à une meilleure compréhension du comportement des fluides.

Bibliographie

- [1] Soares Frazão S. (2017), *LGCIV2054: Numerical simulation of transient flows*. Notes de cours. Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve.
- [2] Pignon T. et Walravens B. (2011), *Introduction des contraintes turbulentes dans la modélisation d'un écoulement par volumes finis sur maillage non structuré*. Travail de fin d'études. Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve.
- [3] Pignon T. et Walravens B. (2011) *Notice d'utilisation complète du programme SDFlow2D*, Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve.
- [4] Eugénie Deliens (2011) *Ecoulement en canal à lit composé : modélisation par volumes finis en incluant l'influence des contraintes turbulentes*. Travail de fin d'études. Université Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve.
- [5] Projet FlowRes (2015-2018) Irstea. <http://flowres.irstea.fr>
- [6] B. Mohammadi et O. Pironneau (1994), *Analysis of the K-Epsilon Turbulence Model*. 51-56
- [7] Pham Van C. (2014), *Development of a finite element model simulating flow and sediment dynamics: Application to the Mahakam land-sea continuum (Indonesia)*. Thèse. UCL.
- [8] Gerald Recktenwald (2009). *The $k - \epsilon$ Turbulence Model*. ME 448/548 Lecture Notes : Applied Computational Fluid Dynamics, Portland State University.
- [9] Soares Frazão, S. (2014). *LAUCE2151 : Applied Hydraulics : open-channel flows*. Notes de cours. UCL, Louvain-la-Neuve.
- [10] Victor Dupuis (2016). *Étude expérimentale d'écoulements soumis à une transition longitudinale de rugosité en lit simple et en lit composé*, Thèse. Université Claude Bernard Lyon 1.
- [11] Gmsh Reference Manual : <http://www.montefiore.ulg.ac.be/~vdh/supports-elen0075-1/notes-chap2.pdf>.
- [12] David A. Randall (2016) *QuickStudies for Graduate Students in Atmospheric Science*
- [13] D. Bousmar (2002) *Flow modelling in compound channels Momentum transfer between main channel and prismatic or non-prismatic floodplains*. Thesis. Université Catholique de Louvain.
- [14] National cooperative highway research program (2012), *Hydraulic Loss Coefficients for Culverts*. Chapitre 8. Page 69.
- [15] S. Soares Frazão (2014). *LAUCE1051 : Hydraulique appliquée* Notes de cours. UCL, Louvain-la-Neuve.
- [16] Gianluca Iaccarino (2004). *Computational methods in fluid dynamics using commercial CFD codes*. Slides de cours, Stanford University.
- [17] S. Soares Frazão et Y. Zech (2002) *Dam Break in Channels with 90° Bend*.

- [18] S. Soares Frazão, Y. Zech, J. Lhomme, J. Guinot (2008). *Two-dimensional shallow-water model with porosity for urban flood modelling*.
- [19] D. Bousmar, T. Jacqmin, S. Wyseur, S Van Emelen. *Flow in skewed compound channels with rough floodplains*.
- [20] L. Depiereux et S. Godts (2016). *Ecoulement en canal à lit composé : mesure du transport de sédiments fins vers les plaines d'inondation*. Travail de fin d'études. UCL, Louvain-la-Neuve.
- [21] D. Bousmar (2011). *Benchmarking Case 01 - Uniform Flow in prismatic channel* - IAHR Working Group on Compound Channels - LNHE, Chatou flume
- [22] D.Bousmar, B. Mathurin, J.N.S. Fernandes, M. Filonovich, C. Hazlewood, F. Huthoff, J.B. Leal, A. Paquier, S. Proust (2016). *Uniform flow in prismatic compound channel: Benchmarking numerical models*. IAHR WGCC.

Annexe A

Ci-dessous est illustré les différentes structures que peut adopter la ligne d'eau selon que l'écoulement soit subcritique (axes M) ou supercritique (axes S). Un écoulement subcritique est défini comme tel lorsque la hauteur uniforme est supérieure à la hauteur critique. Dans le cadre de ce travail, étant donné que seuls des canaux à faible pente de fond sont étudiés, l'écoulement sera toujours dans un régime subcritique et l'ensemble des axe hydraulique appartiendront à la famille M.

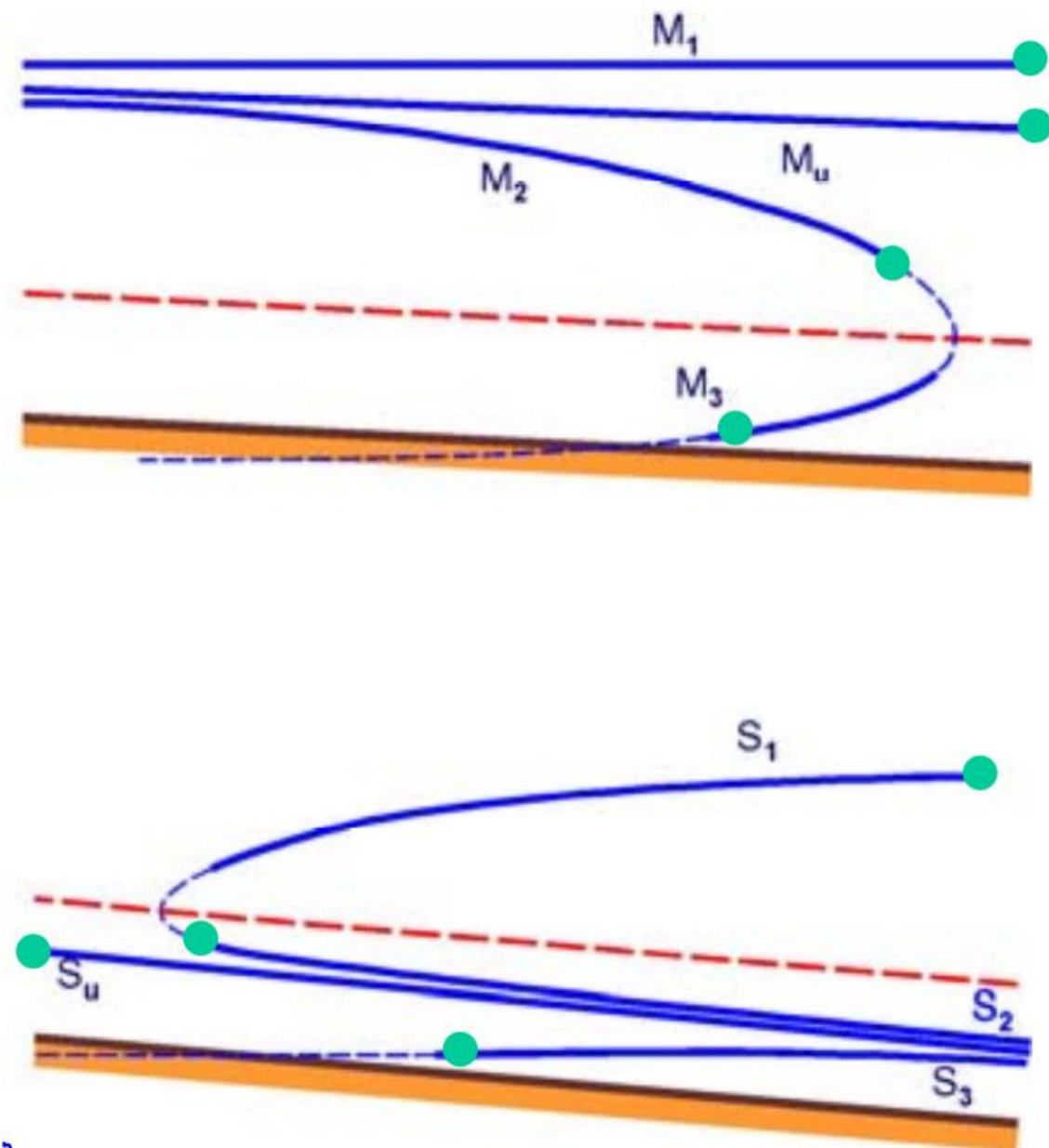


Figure 96 : Axes hydrauliques pour des écoulements subcritiques (en haut) et supercritiques (en bas) [15]

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique www.uclouvain.be/epl

