



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

École Nationale Polytechnique

Département Hydraulique

Laboratoire de Recherches en Sciences de l'Eau

Thèse de Doctorat (LMD) en Hydraulique

Modélisation des écoulements turbulents dans des canaux non prismatiques

Mme. Meriem Chetibi

Sous la direction de Mme. Saâdia Benmamar Professeur

Présentée et soutenue publiquement le (08/06/2020)

Composition du Jury

Président	Mme. Jazia Arrar	Professeur	ENP
Rapporteur	Mme. Saâdia Benmamar	Professeur	ENP
Examineur	M. Mustafa Gafsi	Professeur	Université de Laghouat
Examineur	M. Ali Berreksi	MCA	Université de Bejaia
Examineur	M. Mohammed Amine Boukhemacha	MCA	ENP
Invitée	Mme. Ghofrane Gharbi	Ingénieur	SEEAL

ENP 2020



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

École Nationale Polytechnique

Département Hydraulique

Laboratoire de Recherches en Sciences de l'Eau

Thèse de Doctorat (LMD) en Hydraulique

Modélisation des écoulements turbulents dans des canaux non prismatiques

Mme. Meriem Chetibi

Sous la direction de Mme. Saâdia Benmamar Professeur

Présentée et soutenue publiquement le (08/06/2020)

Composition du Jury

Président	Mme. Jazia Arrar	Professeur	ENP
Rapporteur	Mme. Saâdia Benmamar	Professeur	ENP
Examineur	M. Mustafa Gafsi	Professeur	Université de Laghouat
Examineur	M. Ali Berreksi	MCA	Université de Bejaia
Examineur	M. Mohammed Amine Boukhemacha	MCA	ENP
Invitée	Mme. Ghofrane Gharbi	Ingénieur	SEEAL

ENP 2020

Remerciement

Au terme de ce travail, je remercie Dieu tout-puissant pour m'avoir donné le courage, la force et la patience pour pouvoir terminer ce modeste travail.

Mes vifs remerciements s'adressent à Madame Saadia Benmamar, professeur à l'École Nationale Polytechnique d'Alger-Algérie pour m'avoir suivi et dirigé pendant la réalisation de ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Sébastien Proust, chercheur à l'unité de recherche Rively, Irstea centre de Lyon-France, pour ses orientations et son aide durant et après ma période de stage.

Je remercie Monsieur André Paquier, chercheur à l'unité de recherche Rively, Irstea centre de Lyon-France, pour ses précieux conseils.

Je remercie également le Laboratoire d'Etudes Maritimes (LEM) de m'avoir conçu les modèles réduits des marches d'escalier.

Mes remerciements vont aussi aux membres du Jury, pour l'attention et l'importance qu'ils ont accordé à ce travail en prenant part au Jury de soutenance.

J'adresse mes plus sincères remerciements à ma chère famille et mon cher époux qui m'ont accompagné, aidé, soutenu et encouragé tout au long de la réalisation de cette thèse.

Enfin, mes remerciements s'adressent à toutes les personnes qui m'ont accordé leurs aides afin que je puisse réaliser ce modeste travail.

ملخص

يمكن ملاحظة الموجات العرضية في أنواع مختلفة من القنوات، يمكن لهذه الموجات أن تنشأ في التحولات المتقاربة للقنوات وأن تلتقي عند الخروج من التحول. يمكن إضافة قنوات من الأدرج ذات الميول الطولية المتغيرة إلى القنوات التي تمر بمرحلة انتقالية متقاربة، ما يمكن أن يولد موجات عودة يمكن أن تتفاعل مع الموجات العرضية. هناك موجات عرضية، تسمى تراوح المنسوب أو المد البحيري، موجودة في القنوات التي لديها سلسلة من عناصر الخشونة ذات أشكال مكعبة. تتأثر السعة النسبية للمد البحيري بشكل أساسي بنسبة الغوص أو بعدد فرود وطريقة اهتزاز الموجات و تؤثر بشكل كبير على السرعة. أعطت عمليات محاكاة التدفقات باستعمال برنامج ثنائي الأبعاد تقديرًا جيدًا لارتفاعات المياه والسرعات، بالنسبة لقناة لديها سلسلة من عناصر الخشونة ذات النوع الأسطواني و خشونة في قاع القنوات على شكل أرض معشوشبة وذلك بتمثيل عناصر الخشونة بشكلهم الهندسي أو ضمنا باستخدام نموذج ماننيق-ستريكغ.

الكلمات الدالة

الجريان عبر الاسطح الحرة، عناصر خشونة كبيرة، موجة عرضية، الميل طولي، محاكاة ثنائية الأبعاد، غمر نسبي.

Abstract

The transverse surface waves can be observed in different types of channels. These waves can be created in convergent transitions and meet at the exit of the transition. The convergent transition is followed by a prismatic part with the same slope and steps with a different slope, this can generate the return waves that can interact with transverse waves.

Transverse waves, also called seiching phenomenon, are present in channels with a periodic macro-roughness arrays, with cubic geometry. The amplitude of seiching is essentially influenced by the relative submersion or by the Froude number and the oscillation mode. The seiching influences the velocity parameters.

The flows simulations using a 2D code have given a good estimation of water depth and velocities for a channel presenting a periodic cylindrical macro-roughness arrays and a background roughness. This simulation has been done, with presenting macro-roughness

explicitly or implicitly using a Manning-Strickler model.

Key Words

Open channel flow, macro roughness, transverse wave, longitudinal slope, 2D simulation, relative submersion.

Résumé en français

Les ondes transversales peuvent être observées dans différents types de canaux. Ces ondes peuvent se créer dans des transitions convergentes et se rencontrent à la sortie de la transition.

Des canaux en marches d'escalier à pentes longitudinales variables peuvent être rajoutés aux canaux avec transition convergente, cela peut engendrer des ondes de retour qui peuvent interagir avec les ondes transversales.

Des ondes de seiche, sont présentes dans les canaux présentant une série de macro-rugosité de géométrie cubique. L'amplitude de ces ondes est influencée par la submersion relative ou par le mode d'oscillation et le nombre de Froude. Les ondes de seiche ont une influence sur les paramètres de vitesses.

Des simulations des écoulements avec un code 2D ont donné une bonne estimation des hauteurs et des vitesses pour un canal présentant une série de macro rugosité de type cylindrique et une rugosité de fond de type prairie et cela en présentant les macro-rugosités explicitement ou implicitement en utilisant un modèle de Manning-Strickler.

Mot clés

Écoulement à surface libre, macro-rugosité, onde transversale, pente longitudinale, simulation 2D, submersion relative.

Table des matières

Liste des Tableaux

Table des figures

Introduction générale	20
1 Phénomènes physiques des écoulements à surface libre dans les canaux à géométrie complexe	23
1.1 Introduction	23
1.2 Les écoulements dans les canaux en marche d'escaliers	23
1.2.1 Les régimes d'écoulements dans les canaux en marches d'escaliers	24
1.2.2 Le point d'inception, et le profil de la couche limite	28
1.2.3 Les écoulements dans les canaux en marche d'escaliers équipés de Macro rugosité	29
1.3 Canal avec transition convergente	31
1.3.1 Théorie des convergents	31
1.3.2 Étude d'un rétrécissement rectiligne symétrique à faible pente	32
1.3.3 Étude d'un rétrécissement rectiligne symétrique à forte pente	32
1.3.4 Présence du ressaut hydraulique dans une transition convergente	34
1.4 Les différents types d'écoulements présents dans un canal à surface libre	36
1.5 Utilisation des équations de Saint-venant	36
1.6 Forme de la couche limite sur un fond lisse et un fond rugueux	37
1.6.1 Effet de la présence de Macro-rugosité sur la couche limite	39
1.6.2 Définition de la loi logarithmique	40
1.7 La submergence relative	41
1.8 Phénomène de seiche ou «seiching»	41
1.9 Contexte théorique	42
1.9.1 Longueur d'onde et fréquence des ondes stationnaires transversales	42
1.9.2 Amplitude relative de l'onde	43

1.9.3	Comparaison entre les cylindres carrés et circulaires	44
1.10	Conclusion	44
2	Mise en évidence des expériences sur un canal convergent à forte pente	46
2.1	Introduction	46
2.2	Description des installations et des instruments de mesure	46
2.3	Conditions des écoulements	48
2.4	Techniques de mesure	49
2.5	Phénomènes observés	51
2.5.1	Phénomènes observés pour le cas $\alpha = 24,4^\circ$	51
2.5.2	Phénomènes observés pour le cas $\alpha = 20,4^\circ$	53
2.6	Exploitation des résultats	56
2.6.1	Les hauteurs d'eau pour les pentes $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$	56
2.6.2	Comparaison des hauteurs d'eau et des pressions dans les écoulements avec pentes $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$	58
2.6.3	Les profils de vitesses	61
2.7	Conclusion	69
3	Étude expérimentale sur un canal convergent suivi d'un canal en marche d'escalier	71
3.1	Introduction	71
3.2	Description des installations et des instruments de mesure	71
3.3	Conditions d'écoulements	73
3.4	Résultats dans le canal principal	75
3.4.1	Comparaisons des hauteurs d'eau dans le canal principal	75
3.4.2	Comparaison des vitesses dans le canal principal	84
3.5	Résultats dans le canal en marches d'escalier	85
3.5.1	Comparaison des hauteurs d'eau dans le canal en marches d'escalier	85
3.6	Conclusion	89
4	Expériences sur un canal avec rugosité de fond et macro-rugosités	92
4.1	Introduction	92
4.2	Expériences et méthodologie	93
4.2.1	Présentation du canal	93
4.2.2	Les cas tests	95
4.2.3	Techniques de mesure	97
4.3	Hauteurs d'eau	105

4.3.1	Ecoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0*	105
4.3.2	Ecoulement accélérés avec seuils W1 et W2	106
4.3.3	Équation analytique pour la détermination des hauteurs	108
4.4	Fluctuation de la surface libre	111
4.4.1	Fréquences de seiche et d'évacuation de tourbillon	117
4.4.2	Fréquence de seiche pour les écoulements uniformes ou non uniformes	118
4.4.3	Effet de l'interaction de sillage et de la seiche sur le nombre de Strouhal	121
4.5	Vitesses	122
4.5.1	Profils transversaux des vitesses longitudinales et transversales	122
4.5.2	Vitesses proche paroi	125
4.5.3	Comparaison des écoulements uniformes et non uniformes	125
4.5.4	Présentation des vitesses $U(Z)$	126
4.5.5	Présentation des intensités turbulente $\sqrt{u'^2}$ et $\sqrt{v'^2}$	131
4.6	Conclusion	133
5	Simulations numériques des données expérimentales avec le Code Rubar20	136
5.1	Introduction	136
5.2	Les équations de SAINT-VENANT bidimensionnelles	136
5.3	Cas d'étude	137
5.4	Données et paramètres	140
5.4.1	La géométrie du canal	140
5.4.2	Le frottement de fond	142
5.4.3	Les conditions aux limites	142
5.4.4	Les conditions de parois	143
5.4.5	La viscosité turbulente	143
5.5	Résultats pour un modèle explicite d'arbres	143
5.5.1	Comparaison des hauteurs d'eau	143
5.5.2	Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, canal de 5 m et canal de 18 m	144
5.5.3	Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, à différents types de viscosité turbulente	145
5.5.4	Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, à différents coefficients de frottement	147
5.5.5	Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, pour deux maillages différents	148
5.5.6	Comparaison des hauteurs d'eau pour les cas WQ15 et WQ21	149

5.5.7	Comparaison des hauteurs d'eau pour les cas MW7, MW15 et MW21	151
5.5.8	Comparaison des hauteurs d'eau pour les cas WM7, WM15 et WM50	153
5.5.9	Comparaison des vitesses	155
5.5.10	Comparaison des vitesses pour le cas WQ7	157
5.5.11	Comparaison des vitesses pour le cas WQ15.	159
5.5.12	Comparaison des vitesses pour le cas MW15	160
5.5.13	Comparaison des vitesses pour les cas WM15 et WM50	162
5.6	Résultats pour un modèle implicite d'arbres	164
5.6.1	Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas WQ7, WQ15 et WQ21	165
5.6.2	Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas MW7, MW15 et MW21	167
5.6.3	Les vitesses d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent	169
5.7	Cas d'étude des maisons	171
5.8	Résultats pour un modèle explicite de maisons	171
5.8.1	Pour le cas UQ1W0	171
5.8.2	Pour le cas UQ2W0*	172
5.9	Résultats pour un modèle implicite de maisons	172
5.9.1	Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas UQ1W0	173
5.9.2	Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas UQ2W0*	174
5.10	Conclusion	175
	Conclusion générale	177

Liste des tableaux

2.1	Conditions d'écoulement pour $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$	49
2.2	Phénomènes observés pour $\alpha = 24,4^\circ$ et pour les faibles débits.	52
2.3	Phénomènes observés pour $\alpha = 24,4^\circ$ et pour les forts débits.	53
2.4	Phénomènes observés pour $\alpha = 20,4^\circ$ et pour différents débits.	54
3.1	Conditions d'écoulement pour $Q_1 = 2,1$ L/s.	73
3.2	Conditions d'écoulement pour $Q_2 = 5,5$ L/s.	74
3.3	Conditions d'écoulement pour $Q_3 = 9,6$ L/s.	74
3.4	Conditions d'écoulement pour $Q_4 = 15,1$ L/s.	75
4.1	Paramètres hydrauliques des cas tests.	96
4.2	Paramètres des écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0* et gamme de variations des paramètres de Ludeña et al. (2017)	97
4.3	Temps de convergence des niveaux d'eau.	101
4.4	Les fréquences pour plusieurs écoulements.	120
4.5	Vitesses de frottement u_*	131
5.1	Conditions amont pour les différents écoulements.	142

Table des figures

1.1	Caractéristiques du régime d'écoulement en nappe, (d_i est la largeur de la nappe), Chanson (1994)	25
1.2	Caractéristiques du régime d'écoulement extrêmement turbulent, Chanson (1994)	28
1.3	Les différents angles de chocs, Haddad (2001)	33
1.4	Structure verticale d'une couche limite verticale turbulente rugueuse : cas d'une rivière, Detert (2008)	39
2.1	Schéma du dispositif expérimental avec le canal principal.	48
2.2	Un limnimètre à gauche et un micro-mollinet à droite.	50
2.3	Les prises de pression	50
2.4	Position des piézomètres utilisés.	51
2.5	Largeur de l'eau blanche à partir des parois du convergent en fonction du débit pour $\alpha = 20,4^\circ$ à $x = 76$ cm et à $x = 89$ cm.	54
2.6	Photos qui montrent les deux ondes transversales qui se créent au niveau du convergent, la présence de deux ondes transversales dans le convergent et dans le deuxième canal prismatique, les deux nouvelles ondes transversales qui se créent au niveau du deuxième canal prismatique et les ondes qui touchent les parois en divergeant.	55
2.7	Photos qui montrent, l'intersection des deux ondes transversales dans le convergent pour un faible débit, l'intersection des deux ondes transversales pour un débit moyen et le début de la formation d'un jet et sa valeur maximale.	56
2.8	Hauteurs d'eau a) le long de l'axe du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, b) près des parois du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, c) le long de l'axe du canal pour $\alpha = 24,4^\circ$, d) près des parois du canal pour $\alpha = 24,4^\circ$, pour différents débits.	57
2.9	Pressions d'eau a) le long de l'axe canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, b) près des parois du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, c) le long de l'axe du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, d) près des parois du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, pour différents débits.	58

2.10	Profondeur et pression à l'axe du canal, pour $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$, à différents débits et à différents endroits a) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à l'entrée du canal convergent, b) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à l'entrée du canal convergent, c) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à la sortie du canal convergent, d) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à la sortie du canal convergent, e) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique, f) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique.	59
2.11	Profondeurs et pressions près des parois du canal, pour $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$, à différents débits et à différents endroits a) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à l'entrée du canal convergent, b) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à l'entrée du canal convergent, c) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à la sortie du canal convergent, d) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à la sortie du canal convergent, e) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique, f) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique.	60
2.12	Les points de mesures des vitesses.	62
2.13	Les profils des vitesses à l'entrée du convergent, à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.	62
2.14	Les profils des vitesses au niveau du convergent à $x = 55$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$ au près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$ au près des parois du canal.	63
2.15	Les profils des vitesses au niveau du convergent à $x = 89$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.	63
2.16	Les profils des vitesses à la sortie du convergent, à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.	64
2.17	Les profils des vitesses au niveau du deuxième canal prismatique à $x = 140$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.	64
2.18	Les profils des vitesses au niveau du deuxième canal prismatique à $x = 165$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.	65

2.19	Les profils des vitesses au niveau du deuxième canal prismatique à $x = 215$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l'axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l'axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.	65
2.20	Les vitesses moyennes en fonction du débit au niveau de l'axe du canal a) et b) pour $\alpha = 20,4^\circ$ et c) et d) pour $\alpha = 24,4^\circ$	67
2.21	Les vitesses moyennes en fonction de la distance x au niveau de l'axe du canal, pour différents débits a) et b) pour $\alpha = 20,4^\circ$ et c) et d) pour $\alpha = 24,4^\circ$	68
2.22	Les vitesses moyennes en fonction de la distance x près des parois du canal, pour différents débit a) et b) pour $\alpha = 20,4^\circ$ et c) et d) pour $\alpha = 24,4^\circ$	69
3.1	Vue de dessus du dispositif expérimental.	72
3.2	Schéma du dispositif expérimental avec marches d'escalier.	72
3.3	Profil de la hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal pour différentes pentes α et $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	76
3.4	Profil de la hauteur d'eau le long des parois du canal principal pour différentes pentes α et $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	77
3.5	Profil de la hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal pour $\alpha = 0^\circ$ et pour différentes pentes β , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	78
3.6	Profil de la hauteur d'eau le long des parois du canal principal pour $\alpha = 0^\circ$ et pour différentes pentes β , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	79
3.7	L'onde de retour à la fin du canal principal, pour $Q_2 = 2,1$ L/s et $\beta = 22,5^\circ$	79
3.8	Hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal dans le cas de $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	80
3.9	Hauteur d'eau le long des parois du canal principal dans le cas de $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	81
3.10	Hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal dans les cas β et α non nulles ($\beta_1 = 22,5^\circ$ et $\beta_2 = 45^\circ$), pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d)	82

3.11	Hauteur d'eau le long des parois du canal principal dans les cas β et α non nulles ($\beta_1 = 22,5^\circ$ et $\beta_2 = 45^\circ$), pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d)	83
3.12	La propagation de l'onde transversale $Q_4 = 15,1$ L/s, $\alpha = 5^\circ$ et $\beta = 45^\circ$	83
3.13	Les points de mesures des vitesses dans le canal principal.	84
3.14	Vitesses moyennes le long du canal principal pour différentes pentes α et en absence des marches d'escalier à différents débits, (a) $Q_2 = 5,5$ L/s (axe central du canal), (b) $Q_2 = 5,5$ L/s (parois du canal), (c) $Q_3 = 9,6$ L/s (axe central du canal), (d) $Q_3 = 9,6$ L/s (parois du canal), (E) $Q_4 = 15,1$ L/s (axe central du canal) et (F) $Q_4 = 15,1$ L/s (parois du canal).	85
3.15	Hauteurs d'eau le long de l'axe du canal en marches d'escalier pour $\beta = 0^\circ$ et α variable, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	86
3.16	Hauteurs d'eau le long des parois du canal en marches d'escalier pour $\beta = 0^\circ$ et α variable , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	87
3.17	Hauteurs d'eau le long de l'axe du canal en marches d'escalier pour $\beta = 45^\circ$ et α variable , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	88
3.18	Hauteurs d'eau le long des parois du canal en marches d'escalier pour $\beta = 45^\circ$ et α variable , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).	89
4.1	Vue schématique en plan xy du canal avec les maisons	93
4.2	Vue schématique en plan xz du canal avec prairie et maisons	93
4.3	Fluctuation du niveau z des rails par rapport à la pente moyenne du canal S_0	94
4.4	Mesure des tirants d'air entre la sonde de l'US et le fond du canal, avec correction de la fluctuation du niveau des rails.	95
4.5	Vue de l'aval du canal $18m \times 1m$, avec seuil déversant W à gauche, vue de dessus des modèles de maisons à droite.	96
4.6	Positions latérales y et longitudinales x des points de mesures de niveau d'eau z_w	98
4.7	Sonde à ultrason (gauche) et Vélocimètre Acoustique Doppler (droite).	99
4.8	Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement uniforme UQ1W0 à $x = 8,5$ m et $y = 428,5$ mm (centre de la veine rapide) : (a) sur 1000 s et (b) sur 200 s.	101

4.9	Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement non uniforme AQ1W2 à $x = 8,5$ m, $y = 428,5$ mm : (a) sur 400 s et (b) sur 200 s.	102
4.10	Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement non uniforme AQ1W2 à $x = 12,1$ m, $y = 500$ mm (sillage d'une maison) : (a) sur 400 s et (b) sur 200 s.	102
4.11	Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement non uniforme AQ2W2 à $x = 12,1$ m, $y = 428,5$ mm : (a) sur 600 s et (b) sur 200 s.	102
4.12	Test de convergence pour l'écoulement non uniforme AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 500$ m (dans une zone de sillage).	103
4.13	Test de convergence pour l'écoulement non uniforme AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 428,5$ m (dans une veine rapide).	104
4.14	Test de convergence de la vitesse moyenne longitudinale pour AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 428,5$ m (veine rapide).	104
4.15	Test de convergence de la vitesse moyenne longitudinale pour AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 500$ m (Sillage).	105
4.16	La submergence D/h des écoulements uniformes en fonction de la position longitudinale x	106
4.17	La submergence D/h des écoulements non uniformes en fonction de la position longitudinale x	107
4.18	Les hauteurs d'eau adimensionnées par les hauteurs uniformes en fonction de la position longitudinale x , pour les écoulements non uniformes accélérés.	108
4.19	Variation du coefficient C_d en fonction de λ_f à $z/h = 0,8, 0,6$ et $0,4$, Santiago et al. (2008)	109
4.20	Comparaison des hauteurs expérimentales et analytiques (Eq. (Dupuis et al., 2015) modifiée).	110
4.21	Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de y , à $x = 5$ m.	112
4.22	Les écarts-types des hauteurs d'eau dans la section y à $x = 8,5$ m.	112
4.23	Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de y , à $x = 10,5$ m.	113
4.24	Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de y , à $x = 12,1$ m.	113
4.25	Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de y , à $x = 14,8$ m.	114
4.26	Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de y , à $x = 14,8$ m, pour les écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0*	114
4.27	Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de la distance x (mm), à $y = 571,5$ mm (veine rapide) pour les écoulements AQ2W2 et UQ2W0* et à $y = 925,5$ mm pour les écoulements AQ1W2 et UQ1W0.	115
4.28	Comparaison entre la fluctuation de la hauteur d'eau et le niveau de la submergence D/h , pour W2Q2.	116

4.29	Décomposition en serie de Fourier du spectre de la fluctuation de la hauteur D pour l'écoulement AQ2W2, $x = 12,1$ m et $y = 0,56$ m.	119
4.30	Décomposition en serie de Fourier du spectre de la fluctuation de la vitesse U pour l'écoulement AQ1W2, $x = 8,5$ m et $y = 0,5$ m.	119
4.31	Temps de convergence des écarts-types à $x = 10,5$ m, $y = 571,5$ mm, pour AQ1W2.	120
4.32	Temps de convergence des écarts-types à $x = 10,5$ m, $y = 571,5$ mm, pour AQ2W2.	121
4.33	Positions y des points de mesure.	122
4.34	Vitesses longitudinales moyennées en profondeur en fonction de y/B à différents x	123
4.35	Vitesses transversales moyennées en profondeur en fonction de y/B à différents x	124
4.36	Présence des courants secondaires proches de la paroi $y/B = 0,995$	125
4.37	Comparaison des vitesses longitudinales dans un écoulement uniforme et un écoulement accéléré.	126
4.38	Profil vertical de la vitesse longitudinale normalisée par la vitesse débitante U_Q en fonction des profondeurs pour différents écoulements	127
4.39	Vitesses longitudinales dans une zone de sillage en fonction des profondeurs pour les écoulements avec des macro rugosités submergées.	128
4.40	Comparaison des vitesses mesurées et calculées par l'équation de Macdonald (2000) , UQ2W0*	129
4.41	Vitesses longitudinales moyennées en y , en fonction des profondeurs pour différents écoulements avec des macro rugosités submergées.	130
4.42	Vitesses longitudinales moyennées en y , en fonction des profondeurs pour différents écoulements avec des macro rugosités émergées.	130
4.43	Profil vertical de vitesse longitudinale normalisée par la vitesse débitante U_Q en fonction des profondeurs pour différents écoulements.	132
4.44	Profil vertical de vitesse longitudinale normalisée par la vitesse débitante U_Q en fonction des profondeurs pour différents écoulements.	133
5.1	Vue schématique en plan xy du canal avec prairie et arbres , et photo des arbres.	138
5.2	Vue schématique en plan xy du canal en transition prairie seule vers prairie avec arbres, et photos de la transition.	139
5.3	Vue schématique en plan xy du canal en transition prairie avec présence d'arbres vers un fond de type prairie seule.	140
5.4	Le fichier de géométrie .st, les trous noirs indiquent les arbres.	141

5.5	Maille octogonales (à gauche), et maille hexadecagonales (à droite).	141
5.6	La droite longitudinale pour la comparaison des hauteurs.	144
5.7	Comparaison des hauteurs d'eau pour le canal à 5 m et à 18 m.	145
5.8	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et une viscosité turbulente constante sur tout le canal.	146
5.9	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et une viscosité turbulente variable.	147
5.10	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et différents coefficients de frottement.	148
5.11	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et différents maillages.	149
5.12	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ15.	150
5.13	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ21.	150
5.14	Comparaison des hauteurs pour le cas MW7.	151
5.15	Comparaison des hauteurs pour le cas MW15.	152
5.16	Comparaison des hauteurs pour le cas MW21.	152
5.17	Comparaison des hauteurs pour le cas WM7.	153
5.18	Comparaison des hauteurs pour le cas WM15.	154
5.19	Comparaison des hauteurs pour le cas WM50.	154
5.20	Présentation des points de mesure.	155
5.21	La vitesse longitudinale U par Dupuis et al. (2016), à $x = 14$ m.	156
5.22	La vitesse transversale V par Dupuis et al. (2016), à $x = 14$ m.	156
5.23	La droite transversale pour la comparaison des vitesses.	157
5.24	Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WQ7.	158
5.25	Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WQ7.	158
5.26	Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WQ15.	159
5.27	Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WQ15.	159
5.28	La droite longitudinale pour la comparaison des vitesses.	160
5.29	Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour MW15.	161
5.30	Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour MW15.	161
5.31	Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WM15.	162
5.32	Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WM15.	163
5.33	Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WM50.	163
5.34	Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WM50.	164
5.35	Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 avec présence d'arbres et en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	165
5.36	Hauteurs d'eau pour le cas WQ15 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	166

5.37	Hauteurs d'eau pour le cas WQ21 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	166
5.38	Hauteurs d'eau pour le cas MW7 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	167
5.39	Hauteurs d'eau pour le cas MW15 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	168
5.40	Hauteurs d'eau pour le cas MW21 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	168
5.41	Vitesses longitudinales moyennes WQ7 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	169
5.42	Vitesses transversales moyennes WQ7 en absence d'arbres (avec un Strickler équivalent).	170
5.43	Vitesses longitudinales moyennes WQ15 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	170
5.44	Vitesses transversales moyennes WQ15 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).	171
5.45	Hauteurs d'eau pour le cas UQ1W0 en absence des maisons (avec un coefficient de Strickler équivalent).	174
5.46	Hauteurs d'eau pour le cas UQ2W0* en absence des maisons (avec deux Coefficients de Strickler).	175

Symboles

- A : Amplitude de l'onde à une position x donnée (mm)
 a : Densité frontale des éléments de macro-rugosité par unité de volume (m^{-1})
 a' : coefficient d'atténuation, [Macdonald \(2000\)](#), (–)
 B : Largeur du canal (mm)
 C_d : Coefficient de la force de trainée (–)
 D : Hauteur d'eau moyenne dans le temps (mm)
 $D(t)$: Hauteur d'eau instantanée (mm)
 D/h : Submergence relative (–)
 F_D : Nombre de Froude basé sur la hauteur d'eau D et la vitesse (–)
 f_D : Fréquence prédominante de l'onde de seiche transversale basée sur le spectre de fluctuation des hauteurs d'eau mesurée (Hz)
 f_{tw} : Fréquences théoriques des ondes naturelles (Hz)
 $f_{Zhao}, f_{Zima}, f_{Merian}$: Fréquences théoriques des ondes transversales naturelles (Hz)
 f_V : Fréquence prédominante de l'onde de seiche transversale basée sur le spectre de fluctuation de vitesse transversale mesurée (Hz)
 h : Hauteur de la macro-rugosité ou de la marche (mm)
 k_s : Hauteur équivalente de rugosité (mm)
 Ks : Coefficient de frottement de Strickler ($\text{m}^{1/3}\text{s}^{-1}$)
 l : Largeur de la macro-rugosité ou de la marche (mm)
 L : Distance entre les centres de deux éléments de macros-rugosité adjacents (mm)
 N : Nombre de macros-rugosité dans une rangée (–)
 N' : Nombre de macros-rugosité dans mètre carré ($/\text{m}^2$)
 n : Coefficient de frottement de Manning ($\text{s m}^{-1/3}$)
 n_o : Mode d'oscillation (–)
 Q : Débit(L/s)
 Re : Nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique et la vitesse (–)
 R_l : Nombre de Reynolds basé sur la largeur de la macro-rugosité et la vitesse (–)
 S : Coefficient d'inertie du support poreux (–)
 S_0 : Pente longitudinale du lit du canal (–)
 S_l : Nombre de Strouhal basé sur la largeur l et la vitesse (–)
 U_Q : Vitesse moyenne Débitante (m/s)
 U_D : Vitesse longitudinale moyenne sur la hauteur (m/s)
 U_λ : Vitesse moyenne de la porosité (m/s)
 U_h : Vitesse au sommet de la macro-rugosité (m/s)
 u_* : Vitesses de frottement (m/s)
 W : Hauteur du déversoir en aval (mm)

- α : Angle du canal convergent ($^{\circ}$)
 β : Angle du canal en marche d'escalier ($^{\circ}$)
 β' , γ' et σ' : Angles des ondes transversales ($^{\circ}$)
 γ : Longueur d'onde transversale (mm)
 δ : Épaisseur de la couche limite (mm)
 θ : Angle de la contraction du canal convergent ($^{\circ}$)
 λ : Densité planaire des macro-rugosité (–)
 λ_f : Densité frontale des macro-rugosité (–)
 κ : Constante de Von karman (–)
 σ : Écart type des fluctuations de la hauteur d'eau (mm)

Introduction générale

Un canal non prismatique est un canal dont la section transversale ou la pente longitudinale ou la rugosité de fond sont variables. Dans ce travail de thèse de doctorat, on s'est intéressé aux modélisations physiques et numériques des écoulements turbulents dans des canaux à surface libre présentant une géométrie non prismatique, en prenant en considération ces trois types de canaux.

On s'est intéressé aux singularités dans les canaux découverts qui sont d'une manière générale, soit des contractions ou des élargissements. Ces singularités sont accompagnées par, des faibles pentes dans les rivières et les cours d'eau généralement larges, des pentes raides généralement dans des chemins étroits, ou des changements brusques des pentes topographiques ce qui entraîne un comportement plus complexe de l'écoulement. Les risques qui peuvent être présents dans ces différents types de canaux sont les problèmes d'inondations et d'érosion. Dans ce travail de thèse, on s'est penché sur les problèmes liés aux inondations d'où la nécessité d'étudier le comportement des écoulements dans ces différents types de canaux et de déterminer les différentes grandeurs physiques de ces écoulements.

Les structures hydrauliques convergentes sont retrouvées dans diverses applications d'hydraulique, particulièrement dans les cours d'eau naturels et artificiels, ou dans les coursiers d'évacuateurs de crue de surface et dans certains bassins d'amortissements. Elles sont fréquemment appelées « transitions » ou « zones de transition », du fait que leur longueur n'occupe qu'une petite distance par rapport à la longueur totale du coursier du canal. Les transitions entraînent souvent la naissance d'un système d'ondes appelé « ondes transversales ». Ces dernières, qui représentent des perturbations et des instabilités dangereuses à la surface de l'eau, constituent des problèmes caractéristiques le long du canal dans les deux directions, amont et aval.

La première partie de la thèse a porté sur la modélisation physique des écoulements turbulents dans un canal présentant une transition convergente et des pentes variables, d'une pente nulle vers une pente forte, dans le but de déterminer les hauteurs et les vitesses moyennes présentes à différents endroits du canal.

Dans certains cas, des canaux en marches d'escalier peuvent être rajoutés à l'aval d'une

transition, en raison de la topographie ou pour des avantages économiques. Nous avons étudié les écoulements dans un canal en marches d'escalier à pentes variables, d'une pente nulle à une pente raide. Il est donc très utile d'étudier les écoulements dans la transition afin de voir i) qu'elle est la hauteur d'eau maximale que peut atteindre l'onde transversale, ii) est-ce que le système d'onde se propage vers le canal aval rectangulaire et ensuite sur le canal en marches d'escalier et iii) quel est l'effet des marches d'escalier et le changement des pentes sur les hauteurs d'eau et les ondes transversales.

Les singularités dans les canaux à surface libre peuvent être aussi présentes par une hétérogénéité spatiale du fond du canal qui influe sur la dynamique des écoulements dans ces canaux. Dans la deuxième partie de la thèse, on s'est intéressé aux écoulements dans les canaux découverts avec un fond de rugosité variable. On s'est préoccupé i) de la modélisation numérique des écoulements dans un canal avec variation longitudinale de la rugosité de fond, sur un fond rugueux en présence d'éléments de macro-rugosité du type cylindrique, ii) et de la modélisation physique des écoulements, dans un canal avec fond rugueux, avec une variation longitudinale et verticale de la submersion relative des éléments de macro-rugosité du type cubique. Ces derniers sont des éléments émergés et/ou faiblement submergés. Le but est de voir l'influence du taux d'immersion de ces éléments sur le phénomène d'ondes transverses à la surface libre en régime uniforme et non-uniforme et de voir l'influence de la non-uniformité sur la structure de l'écoulement.

Le premier chapitre de la thèse est consacré à la recherche bibliographique sur les écoulements turbulents en tenant compte des différentes configurations des canaux cités précédemment. Le deuxième chapitre concerne l'étude expérimentale des écoulements dans des canaux à fond lisse avec sections transversales variables et de forte pentes longitudinales. Le troisième chapitre concerne l'étude expérimentale des écoulements dans des canaux à fond lisse avec sections transversales variables et faible pentes longitudinales liées à un canal en marches d'escalier à pente longitudinale variable. Le quatrième chapitre présente l'étude expérimentale dans un canal rugueux avec éléments de macro-rugosité de type cubique de submersion relative variable et le cinquième chapitre concerne l'étude numérique des écoulements turbulents dans des canaux avec transition longitudinale de rugosité de fond.

Chapitre 1

Chapitre 1

Phénomènes physiques des écoulements à surface libre dans les canaux à géométrie complexe

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différents types de canaux non prismatiques : i) les canaux avec transition convergente, ii) les canaux avec pentes longitudinales variables et iii) les canaux avec rugosité variable.

1.2 Les écoulements dans les canaux en marche d'escaliers

Les déversoirs en marche d'escaliers sont devenus une technique populaire pour le traitement des inondations. Les marches augmentent le taux de dissipation d'énergie qui aura lieu dans les canaux et diminue la taille du bassin de dissipation nécessaire à l'aval du déversoir.

Au départ, les déversoirs en marche d'escaliers étaient construits pour contribuer à la stabilité du barrage ou pour sa simplicité de construction ou pour les deux. En 1906, le déversoir du barrage de Groton, était le premier construit désigné spécialement à dissiper l'énergie, [Chanson \(1994\)](#). Le développement des matériaux de construction (béton roulé et compacté RCC, gabion) a augmenté l'intérêt des déversoirs en marche d'escaliers pour la gestion des inondations.

Ils sont aussi utilisés pour améliorer la qualité de l'eau dans les canaux pollués. Des cascades peuvent être aménagées en parcs de loisir et combinant ainsi l'esthétique et

l'aération de l'écoulement.

Plusieurs chercheurs dont, [Chanson \(1994\)](#), [Gafsi \(1998\)](#) et [Benmamar \(2006\)](#) ont donné une description des régimes d'écoulement dans les déversoirs en marche d'escalier et ont examiné les caractéristiques hydrauliques et l'énergie dissipée.

1.2.1 Les régimes d'écoulements dans les canaux en marches d'escaliers

L'écoulement sur les marches d'escaliers n'est pas facile, à cause de ces différents régimes d'écoulements, mais d'une manière très importante à cause de la forte aération de l'écoulement, de la très forte turbulence et de l'interaction entre l'air entraîné et la turbulence.

Il existe deux régimes d'écoulement dans les canaux en marches d'escaliers : Régime en nappe (Nappe flow) et Régime très turbulent (Skimming flow), quelques auteurs définissent aussi un troisième régime appelé régime en transition. L'écoulement en nappe est défini comme une succession de nappes en chutes libres, tel que l'eau bandit d'une marche à une autre d'une manière identique. Lors de l'écoulement, la lame d'eau déversante au niveau d'une marche frappe le giron de la marche inférieure totalement ou partiellement, selon les conditions d'écoulement. L'écoulement de chaque marche frappe la marche qui est en dessous sous forme de jet tombant avec dissipation d'énergie venant de la rupture du jet dans l'air (jet du mélange dans la marche), avec la formation du ressaut entièrement ou partiellement développé à la marche.

Pour l'écoulement en nappe, la marche doit être relativement large : cette situation n'est pas souvent pratique, mais peut être appliquée à des déversoirs relativement plats.

Contrairement au régime d'écoulement en nappe où la forme de la nappe épouse approximativement le profil des marches, en régime turbulent l'eau s'écoule en un courant fort, cohérent et turbulent au-dessus des marches ; on ne distingue plus la lame d'eau déversante et les marches sont totalement immergées.

Des tourbillons à axe horizontal se développent et sont maintenus grâce à la transmission de la contrainte de cisaillement. Après quelques marches, on observe un entrainement d'air fort et des tourbillons au pied de la marche. La condition d'écoulement au-dessus d'une marche se caractérise par une forte turbulence et un entrainement d'air.

Dans l'écoulement en nappe, l'air est entraîné dans chaque marche par un jet plongeant. Pour les marches plates avec une eau peu profonde, la majorité d'air est entraînée au pied du ressaut hydraulique, (Figure. 1.1).

Dans les déversoirs en marches d'escalier avec un écoulement extrêmement turbulent, quand le bord extérieur de la couche limite atteint la surface libre, la turbulence génère l'aération naturelle de la surface libre, (Figure 1.2).

Le point d'inception (point de création) est le point où le début d'entraînement d'air est marqué, à l'aval de ce point l'écoulement devient rapidement aéré. Aussi la présence d'air dans la couche limite réduit la contrainte de cisaillement entre les couches d'où la résistance d'écoulement et la dissipation d'énergie. La présence d'air dans les écoulements à grand vitesse peut prévenir ou réduire les dégâts causés par la cavitation : la réduction de la vitesse d'écoulement et l'augmentation résultante de la profondeur d'écoulement permettent également de réduire les risques de cavitation.

Régime en nappe

L'écoulement en nappe est caractérisé par une succession de jet libre qui affecte la marche suivante, suivi par un saut partiellement ou pleinement développé.

Rouse (1936) a montré que pour une marche horizontale, les conditions d'écoulement proche du pied de la marche changent de la forme fluviale à la forme critique.

$$d_b = 0,715 d_c \quad (1.1)$$

d_b est la profondeur d'écoulement au bord de la marche et d_c est la profondeur d'écoulement critique, (Figure. 1.1).

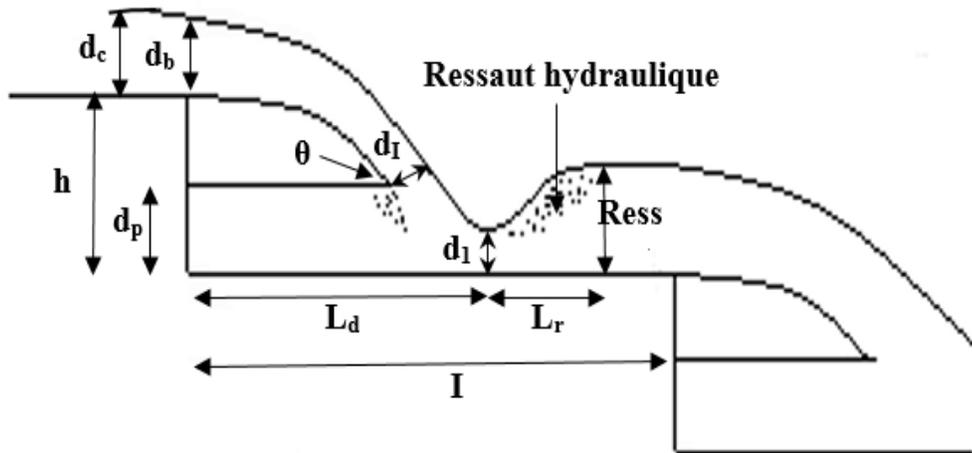


FIGURE 1.1 – Caractéristiques du régime d'écoulement en nappe, (d_i est la largeur de la nappe), Chanson (1994).

A l'aval du bord, la trajectoire de la nappe peut être calculée en utilisant le calcul du potentiel d'écoulement. Des méthodes numériques complexes ont été développées pour

ce calcul. L'application des équations de continuités et des quantités de mouvements à la base du déversoir et du ressaut hydraulique, conduit aux caractéristiques principales de l'écoulement. **Rand (1955)** a assemblé plusieurs séries des données expérimentales et a proposé :

$$\frac{d_1}{h} = 0,54 \left(\frac{d_c}{h} \right)^{1,275} \quad (1.2)$$

$$\frac{d_2}{h} = 1,66 \left(\frac{d_c}{h} \right)^{0,81} \quad (1.3)$$

$$\frac{d_p}{h} = \left(\frac{d_c}{h} \right)^{0,66} \quad (1.4)$$

$$\frac{L_d}{h} = 4,30 \left(\frac{d_c}{h} \right)^{0,81} \quad (1.5)$$

d_1 et d_2 sont respectivement les profondeurs de l'écoulement en amont et en aval du ressaut, d_p est la hauteur d'eau dans la nappe derrière le jet tombant, h est la hauteur d'une marche et L_d est distance entre le mur de chute et la position d_1 . En aval de l'impact de la nappe, la longueur du rouleau du ressaut hydraulique pleinement développé L_r est donnée par :

$$\frac{L_r}{d_1} = 8(F_1 - 1,5) \quad (1.6)$$

F_1 est le nombre de Froude en amont du ressaut. Si la longueur de chute L_d plus la longueur du rouleau L_r sont plus petites que la longueur de la marche, un ressaut hydraulique pleinement développé peut se présenter, dans le cas contraire le ressaut sera partiellement développé.

Tout au long du déversoir en marche d'escalier, les conditions d'écoulement critique apparaissent à la fin de chaque marche. Les équations de (1.1) à (1.6) fournissent les paramètres essentiels pour le régime en nappe avec un ressaut pleinement développé. **Peyras et al. (1992)**, ont indiqué que ces équations peuvent être aussi appliquées avec une précision raisonnable au ressaut partiellement développé.

Chanson (1994) ont montré que les pertes de charge totale sur le fond du déversoir sont égales à : $H_{max} - H_{résiduel}$.

H_{max} et $H_{résiduel}$ sont la charge maximale et la charge résiduelle à l'aval de l'extrémité du canal, **Benmamar (2006)**.

En combinant la définition de ΔH et l'équation des moments, il en résulte :

$$\frac{\Delta H}{H_{max}} = 1 - \left[\frac{0,54 \left(\frac{d_c}{h}\right)^{0,275} + 1,72 \left(\frac{d_c}{h}\right)^{-0,55}}{\frac{3}{2} + \frac{H_{bar}}{d_c}} \right] \quad (1.7a)$$

$$\frac{\Delta H}{H_{max}} = 1 - \left[\frac{0,54 \left(\frac{d_c}{h}\right)^{0,275} + 1,72 \left(\frac{d_c}{h}\right)^{-0,55}}{\frac{H_{bar} + H_0}{d_c}} \right] \quad (1.7b)$$

L'équation (1.7a) est appliquée à un déversoir non vanné. L'équation (1.7b) est appliquée à un déversoir vanné. H_{Bar} est la charge à la crête du barrage et H_0 est l'élévation de la surface libre du réservoir au dessus de la crête du déversoir. Les résultats indiquent que la dissipation d'énergie augmente avec la hauteur du barrage. De plus, pour une hauteur de barrage donnée, le taux d'énergie de dissipation décroît quand le débit d'écoulement augmente.

Régime extrêmement turbulent

Pour des petits débits et faibles pentes, l'eau s'écoule comme une succession de chute d'eau (le régime à nappe). Une augmentation de débit ou de la pente peut induire l'apparition du régime turbulent. En se basant sur des expériences de différents auteurs, [Chanson \(1994\)](#) a déduit que le régime turbulent apparait pour des valeurs supérieures à une valeur critique :

$$\frac{(d_c)_{début}}{h} = 1,06 - 0,47 \frac{h}{l} \quad (1.8)$$

d_c est la profondeur caractéristique critique et l est la largeur d'une marche. L'équation (1.8) est déduite pour $\frac{h}{l}$ compris entre [0,2–1,3].

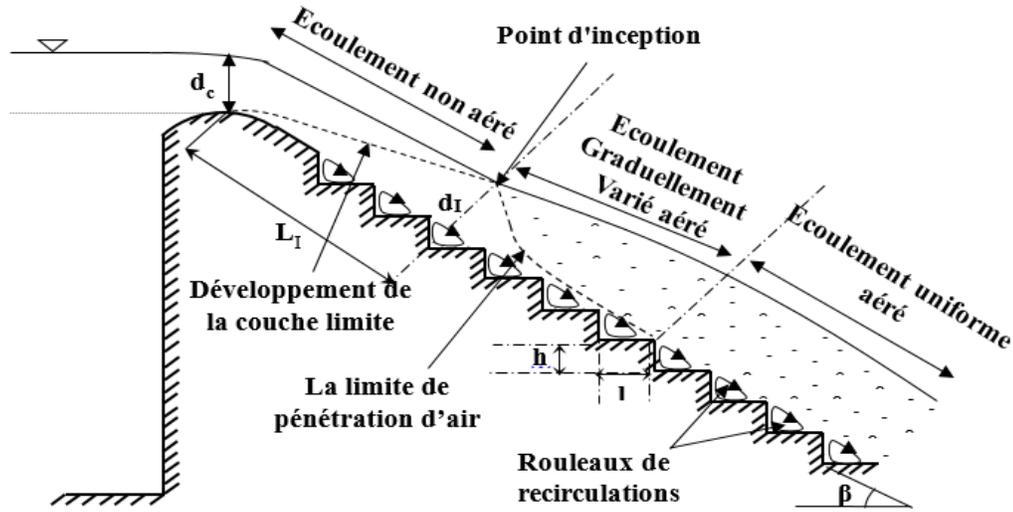


FIGURE 1.2 – Caractéristiques du régime d'écoulement extrêmement turbulent, [Chanson \(1994\)](#).

Les tourbillons à axe horizontal se développent au-dessous du pseudo-fond formé par les bords extérieurs des marches sont maintenus grâce à la transmission de la contrainte de cisaillement. La résistance classique de l'écoulement doit être modifiée pour englober la forme de la marche. La résistance fluide est la somme de la résistance de la surface et la résistance de la forme de la marche. Le facteur de frottement (friction) est en fonction de la rugosité d'une marche k_s ($k_s = h \cos \beta$), de la pente du canal et de la quantité d'air entraîné.

$$f_e = f \left(\frac{k_s}{D_H}, \beta \right) * \left(\frac{f_e}{f} \right) C_{moy} \quad (1.9)$$

D_H est le diamètre hydraulique, $\left(\frac{f_e}{f} * C_{Moy} \right)$, est la réduction de trainée relative causée par l'aération de la surface libre, et f est le facteur de frottement non aéré.

Pour de faibles pentes $\beta < 12^\circ$, le facteur de frottement augmente avec la rugosité relative, il est indépendant de la pente du canal.

1.2.2 Le point d'inception, et le profil de la couche limite

[Benmamar et al. \(2004\)](#) ont développé un modèle numérique à deux dimensions non linéaire dans les canaux en marches d'escaliers avec une forte pente, basé sur la méthode des différences finis. Le coursier en marche d'escalier est en forme rectangulaire très large et à forte pente, $\beta = 51,34^\circ$, le coefficient de rugosité k_s est égale à 50, le profil du déversoir est de type Greager avec un coefficient du débit est $c' = 0,52$.

Pour les faibles débits, les auteurs ont trouvé qu’au fur à mesure que le débit augmente, le point d’inception s’éloigne de la crête du déversoir. A l’amont du point d’inception, l’allure de la ligne d’eau montre que l’écoulement est accéléré et le développement de la couche limite devient de plus en plus important. A l’aval de ce point, l’écoulement devient aéré et le modèle numérique ne peut pas être retenu. Avec l’augmentation du débit, la couche limite augmente, lorsque, le nombre de Reynolds R , devient très élevé, la couche limite elle-même devient instable et turbulente. Le transport de quantité de mouvement par convection turbulente fait augmenter l’épaisseur de la couche limite beaucoup plus rapidement que dans le cas laminaire.

Dans la majorité de cas, la forme de la couche limite est proche d’une parabole. En s’éloignant de la crête du déversoir Greager, la forme de la couche limite devient presque linéaire et son épaisseur croît rapidement. Avec une géométrie complexe de la crête, l’analyse du développement de la couche limite devient extrêmement difficile.

1.2.3 Les écoulements dans les canaux en marche d’escaliers équipés de Macro rugosité

Pour contrôler des crues plus sévères et pour des coursiers à forte pente, on recommande des revêtements avec macro-rugosité, ils sont stables et résistants et ce type d’ouvrages permet de minimiser l’énergie résiduelle à la base de l’ouvrage.

Andre et al. (2008) ont fait une étude expérimentale des écoulements sur marches équipées de macro-rugosité pour un canal de 8 m de longueur et 0,5 m de largeur, pour une pente moyenne de $1V/1,7H$ et pour une pente faible de $1V/3H$. Trois types ont été testés : Des marches rectangulaires conventionnelles de 0,06 m de hauteur et de 0,104 m d’épaisseur (comme configuration de référence $m = 0$), des marches identiques équipées de seuils de 0,03 m de hauteur et de 0,026 m d’épaisseur, fixées aux bouts des marches sur toute la largeur du canal, et des marches recouvertes de blocs rectangulaires de 0,03 de hauteur et de 0,026 m d’épaisseur et espacés latéralement.

Les variantes avec seuils sont caractérisées par différentes distributions longitudinales (un seuil, par marche $m = 1$, sur tous les deux marches $m = 1/2$ et sur tous les trois marches $m = 1/3$), et les systèmes de blocs présentent plusieurs répartitions transversales (blocs espacés, blocs alignés et blocs denses : $m = 4, 5$ et 6 blocs par 0,5 m de largeur de marche respectivement).

Le débit spécifique maximal est de l’ordre de $0,28 \text{ m}^2/\text{s}$ ce qui a permis de couvrir les trois régimes d’écoulement (en nappe, en transition, turbulent (en mousse)).

Trois types de régimes ont été observés : le régime en nappe pour des faibles débits, un ressaut hydraulique se développe partiellement sur le replat (pour les marches larges), et un volume d’air reste piégé sous la nappe. Le régime turbulent pour les forts débits,

l'écoulement devient homogène et glisse sur un fond virtuel constitué à la limite de marche ($m = 0$), sous cette couche quasi monodirectionnelle, les creux sont remplies d'eau et des cellules de recirculation 3D triangulaire s'installent (la taille de ce vortex est indépendante du débit), une partie du fluide est rejeté aléatoirement dans l'écoulement principal au-dessus du fond virtuel créant un jet interne transversal normal à l'écoulement indépendant du débit. Ce jet est observé au 2/3 de la marche pour $m = 0$ ou sur le bord biseauté des seuils et blocs pour les autres configurations, la séparation entre le jet interne et le vortex se caractérise par un point de stagnation. Le passage de l'écoulement en nappe à l'écoulement turbulent se fait de façon continue et graduelle par un régime de transition, l'écoulement peut alors apparaître en nappe pour certaines marches (poche d'air dans les niches) et turbulent pour d'autres (vortex dans la niche), la présence des seuils ou de blocs détruit la zone de séparation entre le vortex et le jet interne. De plus, ce jet à une zone d'influence plus réduite dans l'écoulement principal. Seuls les blocs ($m = 4, 5, 6$) favorisent une augmentation de la structure 3D des vortex, créant une série de jets internes transversaux entre les blocs.

L'entraînement d'air

L'avantage des revêtements avec macro-rugosité en marche d'escalier est de favoriser l'entraînement naturel d'air. Pour l'écoulement en nappe : l'air est entraîné sur le seuil ou sur le bloc lorsqu'un ressaut hydraulique se développe partiellement sur le replat. Pour un écoulement en transition ou turbulent, l'aération naturelle est initiée à la surface de l'écoulement lorsque la couche limite turbulente atteint la surface libre au point du début d'entraînement d'air, (Andre et al., 2008).

La concentration moyenne C_{Moy} dépend principalement du régime d'écoulement. C_{Moy} est maximale dans le régime en nappe, elle décroît exponentiellement pour atteindre une valeur asymptotique lorsque la région turbulente est bien développée.

La présence de seuils sur marche $m = 1$, n'a pas d'effet sur la concentration d'air, elle prend les mêmes valeurs que pour les marches conventionnelles. Lorsque les seuils sont alternés ($m = 1/2, m = 1/3$), la quantité d'air entraîné augmente.

L'installation de seuils sur toutes les marches $m = 1$ ou un système de blocs ($m = 5$ et $m = 6$) n'ont pas d'effet sur la position du point de début d'entraînement d'air. Pour les seuils alternés et les blocs espacés $m = 1/2, m = 4$, le début d'aération reste similaire jusqu'à ce que l'écoulement atteigne le régime turbulent bien développé. Pour des débits supérieurs, l'aération commence plus en amont par rapport aux autres configurations. Le but de la répartition alterné des éléments de macro-rugosité (seuils et blocs) est d'augmenter la rugosité équivalente. Le tronçon de longueur L_i non aéré est réduit de 17%.

Efficacité des éléments de macro-rugosité

Selon les expériences d'Andre et al. (2008), la configuration $m=1$ n'apporte rien en termes d'efficacité pour la dissipation d'énergie. Les cas de $m = 1/2$ et $m = 1/3$ permettent d'améliorer de 2% du taux d'énergie dissipée lorsque tous les marches sont actives. Pour ces deux configurations, la marche qui suit le seuil reste longtemps vide en régime de transition sans contribuer au bilan de perte de charge. Les cas $m = 5$ ou $m = 6$ permettent une augmentation de 6% du taux de dissipation d'énergie en régime en nappe et de 3% en régime turbulent. Lorsque la hauteur de l'écoulement devient 2 fois plus grande que la hauteur du bloc, ces deux dernières configurations ont une efficacité comparable au système avec un seuil toute les deux marches. La configuration $m = 4$ est la plus efficace, elle dissipe 5 à 8 % d'énergie.

1.3 Canal avec transition convergente

1.3.1 Théorie des convergents

Tout changement de section ou de direction d'un canal (rétrécissement ou élargissement) entraîne une surface d'écoulement irrégulière et ondulée, ce qui provoque des ondes stationnaires à la surface de l'eau (ondes transversales). Les transitions dans les canaux à surface libre sont utilisées pour la réduction d'énergie et dans certains bassins d'amortissement.

L'angle de déviation des parois d'un canal rectangulaire muni d'une contraction convergente, par rapport à l'horizontale, est appelé angle de contraction θ . La déviation des parois vers l'écoulement provoque une perturbation de l'écoulement le long d'une ligne droite faisant un angle β' par rapport à la direction initiale de l'écoulement, cet angle est appelé (angle de choc) et la ligne correspondante est appelée (onde transversale).

Von Karman fut le premier à déterminer l'existence des ondes de chocs et que ces ondes font surélever la hauteur d'eau. L'angle de choc est toujours plus grand que l'angle de déviation θ . Si ce dernier augmente, l'angle d'onde de choc β' augmente aussi et si le nombre de Froude augmente, l'angle de choc β' augmente aussi.

Sturm (1985) a proposé une méthode graphique pour la conception des convergents symétriques et linéaires. Ippen and Dawson (1951) ont montré que l'utilisation d'un convergent symétrique et linéaire permet d'atténuer les ressauts obliques (il est plus approprié pour atténuer les hauteurs d'eau maximales), donc il est plus intéressant d'utiliser un convergent linéaire que courbé. Engelund and Munch-Petersen (1953) ont donné une formule pour déterminer l'angle de choc β' :

$$\sin \beta' = \frac{g\gamma}{2\pi v^2} \quad (1.10)$$

pour une pente nulle, un écoulement permanent, un fluide incompressible, une tension superficielle négligeable et un entrainement d'air négligé; γ est la longueur de l'onde; v est la vitesse moyenne; g est l'accélération de la pesanteur.

1.3.2 Étude d'un rétrécissement rectiligne symétrique à faible pente

L'écoulement supercritique dans un rétrécissement avec une pente de fond nulle a été traité expérimentalement par [Ippen and Dawson \(1951\)](#) et numériquement par [Murty Bhalamudi and Hanif Chaudhry \(1992\)](#). Les largeurs amont et aval du rétrécissement sont égales à 0,610 m et 0,305 m respectivement, le tirant d'eau à l'amont est égal à 0,0305 m, la vitesse de l'écoulement à l'amont est de 2,188 m/s, la vitesse transversale est nulle, les pentes du fond et de frottement sont supposées nulles.

[Berreksi \(1998\)](#) a déterminé numériquement par l'utilisation des schémas de Maccormack et Gabutti, le profil de la ligne d'eau et de la vitesses le long de l'axe de symétrie et de la paroi latérale d'un convergent symétrique, pour des faibles pentes. Il a constaté l'existence de deux surélévations distinctes dans la ligne d'eau le long de l'axe de symétrie. La première à l'intérieur de la transition et la plus importante juste à l'entrée du canal aval (à la fin de la contraction). Le long de la paroi latérale, il a observé deux surélévations importantes, une à la fin de la contraction et l'autre loin dans le canal aval rectangulaire. La pression est supposée hydrostatique, cela est valide seulement dans les zones où il n'y a pas d'apparition d'ondes de chocs. La vitesse de l'écoulement diminue avec l'augmentation de la profondeur (exactement dans la même section).

1.3.3 Étude d'un rétrécissement rectiligne symétrique à forte pente

Pour les fortes pentes, [Berreksi \(1998\)](#) a étudié les mêmes paramètres pour les pentes suivantes : (15°, 25°, 40°) et a comparé ses résultats avec ceux de la pente nulle. Il a constaté que les résultats des deux schémas (Maccormack et Gabutti) sont identiques dans l'ensemble pour les trois pentes. Il a observé qu'au niveau de l'axe de symétrie : l'augmentation de la pente de fond provoque un rabaissement de la surface libre par rapport au cas d'une pente nulle. Les profils de la ligne d'eau obtenus montrent une seule surélévation contrairement au cas d'une pente nulle. Plus la pente de fond augmente, plus le système d'ondes de choc se déplace loin à l'aval. Au niveau de la paroi latérale, aucune surélévation importante de la ligne d'eau n'est observée pour les trois pentes étudiées, par rapport aux résultats d'une pente nulle. Les lignes d'eau pour les trois pentes gardent une hauteur presque constante dans la zone de transition, par contre juste à la fin de

la contraction (à l'entrée du canal aval) la profondeur de l'écoulement chute rapidement. L'augmentation de la pente de fond entraîne une diminution de la ligne d'eau au niveau de la paroi latérale. La vitesse de l'écoulement accroît rapidement et devient de plus en plus importante avec l'augmentation de la pente du fond. Cette vitesse considérable entraîne le système d'ondes de choc de plus en plus à l'aval ce qui empêche la formation des grands sommets d'ondes, ce qui est observé dans les canaux horizontaux (ou faiblement inclinés).

Haddad (2001) a fait une étude expérimentale sur les écoulements torrentiels traversant les convergents pour des petites et fortes pentes (5° , 13° , 5° et 38°). Il a observé la forme de la surface libre pour un écoulement torrentiel pour toute variation du débit et de l'angle de convergence. Il a déterminé les valeurs de chaque angle pour chaque débit :

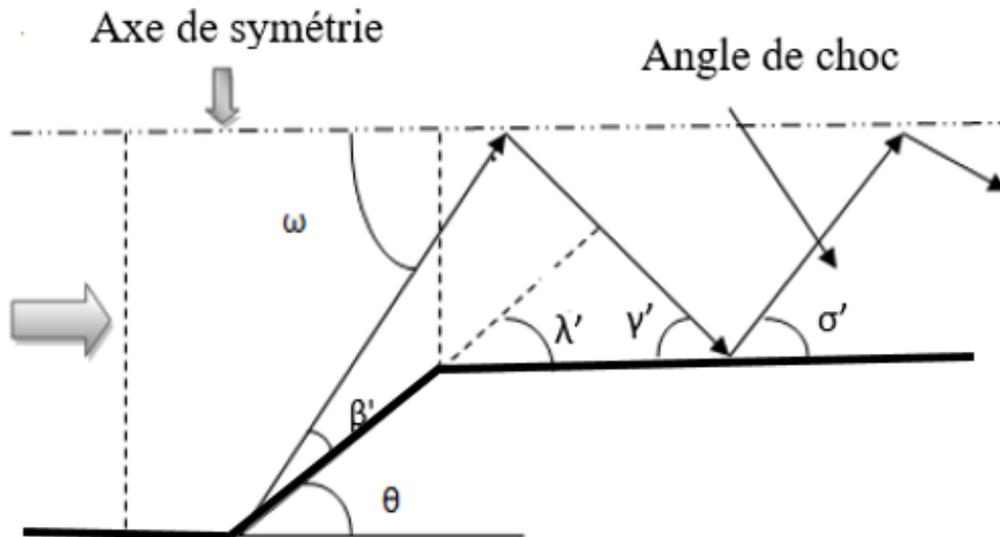


FIGURE 1.3 – Les différents angles de chocs, Haddad (2001).

Les angles de chocs consécutifs, ω , β' , γ' diminuent avec l'augmentation de la pente du radier et du débit de transit. Après avoir analysé ses résultats, il a constaté que pour une faible pente (5°) et de façon générale, les pressions au niveau de l'axe et de la paroi sont toujours supérieures aux hauteurs d'eau. De plus la pression au niveau de la paroi convergente est la plus importante. Au fur et mesure que le débit augmente, une légère remontée de la hauteur d'eau au niveau de l'axe est observée et la surface libre de l'eau devient instable et perturbée.

Pour les pentes fortes, avec l'augmentation du débit, tantôt c'est la hauteur et tantôt c'est la pression au niveau de l'axe qui l'emporte. Les grands nombres de Froude s'obtiennent toujours pour les grands débits et les grandes pentes et se trouvent dans le dernier quart du convergent. La comparaison entre la pression et la hauteur d'eau au niveau de l'axe

est relativement plus facile à faire par rapport à celle au niveau de la paroi convergente. L'existence d'une cloche des nombres de Froude se traduit par une cloche de la pression au niveau de l'axe. Plus on augmente le débit et la pente du radier, plus la comparaison pression-hauteur d'eau est plus difficile et la concordance moins bonne.

1.3.4 Présence du ressaut hydraulique dans une transition convergente

Le ressaut hydraulique

Le ressaut hydraulique est une brusque surélévation de la surface libre du courant permanent. Ce phénomène se produit lorsqu'un régime torrentiel devient fluvial. L'écoulement à l'intérieur du ressaut hydraulique est fortement non stationnaire, il est caractérisé par, les effets de la turbulence importante, la présence du phénomène d'entraînement d'air, et la dissipation importante de l'énergie.

Le ressaut hydraulique peut être décrit par ses hauteurs conjuguées, sa longueur et sa dissipation d'énergie mécanique. Il existe plusieurs types de ressauts, [Carlier \(1972\)](#) a donné les différents types du ressaut hydraulique, la classification est en fonction du nombre de Froude amont F_1 , il existe : des ressauts ondulés pour $1,0 < F_1 < 1,7$, des ressauts faibles pour $1,7 < F_1 < 2,5$, des ressauts oscillants pour $2,5 < F_1 < 4,5$ et des ressauts stationnaires pour $4,5 < F_1 < 9,0$. Les ressauts ondulés sont caractérisés par un écoulement amont légèrement torrentiel, ce qui conduit à une transition graduellement varié entre l'écoulement torrentiel et l'écoulement fluvial. Les pertes de charge sont dues aux frottements sur les parois du canal, le ressaut ondulé est caractérisé par l'entraînement d'air et la formation de déferlement. Les ressauts ondulés sont caractérisés par la propagation des ondulations sur de longues distances à la surface libre de l'écoulement. L'étude des ressauts ondulés se base donc sur l'analogie avec la propagation des ondes transversales.

La classification des ressauts ondulés s'effectue selon le nombre de Froude caractérisant les ondes transversales et le phénomène d'entraînement d'air.

Ainsi à faible nombre de Froude, l'écoulement est parfaitement bidimensionnel et les ondulations de la surface libre sont de faible amplitude avec une grande longueur d'onde. Une augmentation du nombre de Froude entraîne l'apparition d'ondes transversales qui se développent à la surface libre, depuis les parois latérales en amont de la première crête. Elles se réfléchissent sur la paroi opposée à la hauteur du creux de la première vague, se rencontrent de nouveau sur la deuxième crête. Lorsque le nombre de Froude atteint la valeur caractéristique de l'entraînement d'air, un petit rouleau de déferlement apparaît à l'intersection des ondes de choc latérales sur la première crête. Pour de grands nombre de

Froude, le rouleau devient plus important et des bulles d'air sont entraînées à l'intersection des ondes de choc et du petit rouleau sur la première crête. Juste avant la dissipation du ressaut ondulé, le rouleau de déferlement s'élargit et bloque le développement des ondes de choc latérales, (Engelund and Munch-Petersen, 1953).

Les expériences sur le ressaut hydraulique

Bidone a été le pionnier pour mener des enquêtes sur le ressaut hydraulique dans les années 1818-1819.

Te Chow (1959) a atteint le profil de la surface de l'eau en commençant les calculs à partir de la fin de l'amont pour l'écoulement critique et à partir de la fin de l'aval pour l'écoulement sous-critique, il a identifié l'emplacement du ressaut hydraulique.

Abbott et al. (1969) ont utilisé une méthode numérique basée sur la méthode des éléments finis pour calculer la longueur du ressaut, le profil de la vitesse la pression au fond du canal.

Gharangik and Hanif-Chaudhry (1991) ont estimé une solution numérique pour le ressaut hydraulique en se basant sur l'équation de Boussinesq dans un canal rectangulaire par une approximation de March Cormack.

Ma et al. (2002) ont étudié les caractéristiques de l'écoulement turbulent du ressaut hydraulique en utilisant comme modèle de turbulence le modèle K-epsilon. Ils ont étudié les caractéristiques de la surface libre par la méthode de la surface libre.

Zhao et al. (2004) ont tenté de déterminer le ressaut hydraulique par les équations de Navier-Stokes en utilisant la méthode VOF (volume of fluid). Ils ont étudié l'écoulement turbulent. Sur la base de l'écoulement dans un ressaut moyen, ils ont commencé la solution numérique. Dans leur recherche, le nombre de Froude est inférieur à 2. Ils ont comparé leurs données numériques avec les données de laboratoire de Qingchao and Drewes (1994).

Babaali et al. (2015) ont modélisé le flux turbulent avec surface libre pleinement aéré. Le ressaut hydraulique est produit à l'intérieur du bassin de tranquillisation non prismatique. Les auteurs ont présenté une simulation numérique du ressaut hydraulique pour un bassin de dissipation convergent avec un logiciel Flow.3D qui est basé sur les équations de Navier Stokes. En utilisons le modèle K-epsilon et RNG standard (basé sur la méthode des volumes finis), le but est de simuler le ressaut. Les auteurs ont comparé leurs résultats avec un prototype d'un bassin de dissipation, muni de blocs pour stabiliser le ressaut. Pour une meilleure performance et pour que le ressaut hydraulique soit établi à l'intérieur du bassin pour un débit plus important que le débit de construction, les murs du bassin de dissipation ont été convergés à 5° , $7,5^\circ$, 10° et $12,5^\circ$. La performance du ressaut dans un bassin avec parois convergents est meilleure que dans un bassin parallélique. Avec l'augmentation du débit cette différence devient évidente. L'augmentation de

la convergence de 5° à $12,5^\circ$ n'a pas de différence importante. Compte tenu du cout des parois de convergence et l'énergie de dissipation, le meilleur angle est de 5° .

1.4 Les différents types d'écoulements présents dans un canal à surface libre

Trois types d'écoulements peuvent êtres générés dans les canaux à surface libres :

- Les écoulements laminaires (dit écoulement de Poiseuille), ils sont uniformes, ordonnés, stables et facile à décrire et à modéliser ;
- Les écoulements en transition vers la turbulence, ils sont dynamiques et peuvent générer une grande quantité d'énergie, mais ils ne sont pas chaotiques ;
- Les écoulements turbulents, ils sont imprévisibles, chaotiques et peuvent générer une grande quantité d'énergie, mais ils sont difficiles à décrire et à modéliser.

L'écoulement laminaire se caractérise par la superposition des lames d'eau parallèle qui glissent les unes sur les autres. Lorsque le fluide est perturbé, le régime devient turbulent en passant par une phase de transition du régime laminaire vers le turbulent.

La modélisation des écoulements turbulent nécessite une description spatiotemporelle fine, cette dernière ne peut être réalisée par l'application de la théorie potentielle applicable seulement aux fluides parfaits. Les mouvements de fluides réels sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes dont aucune expérience ne réfute à ce jour la validité pour la description du mouvement de fluides réels en régime turbulent. On ne peut pas, à l'état actuel, donner une définition précise de la turbulence, ni faire une résolution complète des écoulements turbulents, car les équations de Navier-Stokes n'ont pas pu être résolu analytiquement à ce jour (à l'exception de quelques configurations particulières d'écoulements).

1.5 Utilisation des équations de Saint-venant

Notre étude, concerne les écoulements à surface libre, dans des canaux à géométrie complexe. Les équations de Saint-venant, "shallow water equations", sont les équations de transport les plus utilisées en Hydraulique, ce sont des équations 2D : l'échelle spatiale verticale est considérée très faible devant les échelles spatiales longitudinale et transversale. Ces équations de Saint-venant sont souvent intégrées sur la verticale, à condition que l'écoulement soit fait principalement dans le plan horizontal, et qu'il soit proche du cas d'un écoulement permanent uniforme, [Florens \(2010\)](#). Ces équations nécessitent alors, après intégration, une loi de fermeture qui prend en compte l'effet du frottement à la paroi.

Il existe deux types de loi de fermeture de ces équations : les formulations empiriques et les formulations issues de la théorie des couches limites sur paroi.

Les formulations empiriques déterminées pour des écoulements uniformes sont les formules de Chézy, Manning et Strickler. Ces formules empiriques sont très souvent utilisées par les ingénieurs hydrauliciens, leur inconvénient est qu'elles nécessitent des re-calibrations en fonction des conditions d'écoulements.

Des formulations basées sur la théorie des couches limites ont été développées par Prandtl en 1904, validées pour des écoulements en conduite sur paroi lisses premièrement, ensuite elles ont été validées pour les conduites rugueuses. L'expression du coefficient de frottement f basée sur la théorie des couches limites turbulentes, sur fond lisse ou rugueux, est la suivante :

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -2 \log \left(\frac{k_s}{D_H \beta_f} + \frac{\gamma_f}{Re \sqrt{f}} \right) \quad (1.11)$$

k_s est la hauteur équivalente de rugosité, c'est un paramètre hydrodynamique lié au frottement, D_h est le diamètre hydraulique égal à 4 fois le rayon hydraulique et β_f et γ_f sont des coefficients qui prennent des valeurs différentes que l'on soit en charge ou à surface libre. On connaît mieux cette formule sous le nom de la formule de Colebrook. Ainsi, le coefficient de frottement dépend ici à la fois de la rugosité relative k_s/D_H et du nombre de Reynolds UD_h/ν .

La combinaison d'une grande rugosité relative et une rugosité de fond peut modifier le profil de la vitesse longitudinale. Selon Bathurst (2002), le profil vertical de la vitesse qui a un caractère logarithmique peut être modifié et prendre la forme de S.

Si la loi logarithmique du profil vertical de la vitesse n'est plus observée, la formulation de Colebrook n'est plus applicable, ce qui entraîne nécessairement une difficulté dans l'estimation du coefficient de frottement.

1.6 Forme de la couche limite sur un fond lisse et un fond rugueux

Les écoulements turbulents à surface libre sont par définition limités verticalement par une surface libre qui détermine la limite supérieure de la couche limite. L'échelle caractéristique de la couche limite est l'épaisseur δ , quand la couche limite atteint la surface libre, δ devient égale à la hauteur d'eau de l'écoulement. D'après Nezu and Nakagawa (1993), il existe trois régions de couche limite sur un fond lisse :

- La région proche de la paroi, est appelée couche interne ou couche visqueuse, elle se situe à $0 < z/D < 0,15$ (où, z est la distance verticale et D la hauteur d'eau).

Cette région se caractérise par une échelle de vitesse u^* et une échelle de longueur $\nu/u^* = l_\nu$ (l_ν est la longueur visqueuse) ;

- La région qui se situe entre la région de paroi et la région de la surface libre, est appelée région intermédiaire, elle se situe à $0,15 < z/D < 0,6$. Elle se caractérise par une échelle de vitesse u^* et une échelle de longueur z . Dans cette région, on trouve à la fois les effets de la paroi et de la surface libre ;
- La région proche de la surface libre, est appelée couche externe, elle se situe à $0,6 < z/D < \text{surface libre}$. Elle se caractérise par une échelle de vitesse u_{max} et l'épaisseur de couche limite δ .

Pour voir l'influence de la rugosité sur les couches limite et comparer la longueur de rugosité à la longueur visqueuse, [Jiménez \(2004\)](#) a déterminé un nombre adimensionnel, appelé le nombre de Reynolds de rugosité $k_s^+ = k_s U^*/\nu$, il a donné trois type de fonds selon la valeur de k_s^+ :

- Les fonds hydrauliquement lisses, quand $k_s^+ < 5$: l'échelle caractéristique de rugosités est inférieure à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. L'écoulement se comporte comme un écoulement turbulent sur une paroi lisse ;
- Les fonds en transition lisse/rugueux, quand $5 < k_s^+ < 70$: les effets visqueux et les effets des rugosités sont présents simultanément ;
- Les fonds hydrauliquement rugueux, pour $k_s^+ > 70$: l'échelle caractéristique de rugosité est très importante par rapport à la hauteur de la sous-couche visqueuse. Les effets des rugosités sur l'écoulement est prépondérant.

La couche limite est donc partagée en trois zones : la sous couche rugueuse, la sous couche inertielle (ou couche logarithmique) et la couche externe.

À la différence des écoulements sur fond lisse, on ne distingue pas de sous-couche visqueuse, car la contribution visqueuse au frottement est négligeable devant celle de la turbulence, [Florens \(2010\)](#).

Les différentes sous couches sont présentes dans la figure suivante :

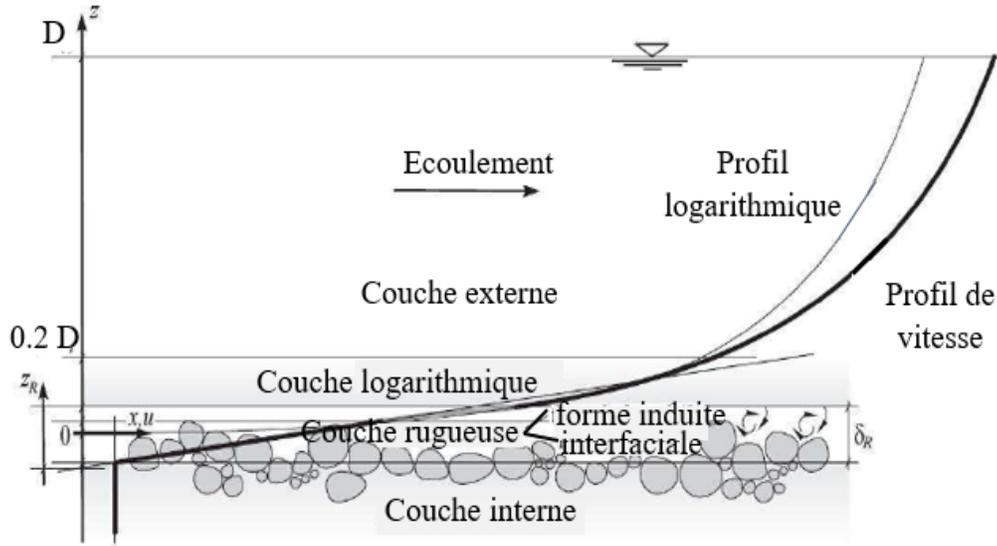


FIGURE 1.4 – Structure verticale d’une couche limite verticale turbulente rugueuse : cas d’une rivière, [Detert \(2008\)](#).

1.6.1 Effet de la présence de Macro-rugosité sur la couche limite

La présence de macro-rugosité donne naissance à une nouvelle couche, appelé sous-couche visqueuse, [Rouzes \(2015\)](#) et [Florens \(2010\)](#). Par analogie avec les couches limites turbulentes sur fond lisse on peut diviser l’écoulement en trois régions distinctes : la sous-couche de rugosités, la sous-couche logarithmique et la sous-couche externe.

Beaucoup de chercheur ont essayé de déterminer la hauteur de la sous-couche de rugosité, cette sous couche se caractérise par une inhomogénéité spatiale de l’écoulement causée par la présence de rugosités de fond, et l’écoulement dans cette zone est dit-tridimensionnel, [Raupach et al. \(1991\)](#).

[Jiménez \(2004\)](#) a défini la hauteur de la sous-couche de rugosité comme la borne inférieure de la loi logarithmique. La hauteur de la sous-couche de rugosité est comprise entre $2h$ et $5h$ (où h est la hauteur de rugosité). Ses travaux portent sur des couches limites turbulentes atmosphériques. D’autres chercheurs ont estimé que ces bornes varient avec la submersion relative. Par exemple [Florens \(2010\)](#), a trouvé dans le cas d’un écoulement à surface libre avec macro-rugosités fortement submergés $D/h = 6,6$ (voir 1.7) , une hauteur de sous-couche de rugosité égale à $2h$ et pour $D/h = 3,03$, elle est égale à $1,4h$. Dans cette sous couche de forte inhomogénéité spatiale, l’écoulement moyen est fortement tridimensionnel. À l’inverse, dans la couche externe, l’écoulement varie principalement selon la verticale z .

1.6.2 Définition de la loi logarithmique

Le fond est hydrauliquement lisse quand $k_s^+ < 5$. La loi logarithmique s'écrit :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + A \quad (1.12)$$

où, κ est la constante de Von Karman, souvent prise égale à 0,41, $z^+ = z u_* / \nu$ est une variable dite interne, et A est la constante en régime hydrauliquement lisse, déterminée expérimentalement. Sa valeur varie selon les références de 5 (Tennekes and Lumley (1972), Schlichting and Gersten (2017)) à 5,5 Tominaga and Nezu (1992).

L'état de transition commence quand $5 < k_s^+ < 70$, les effets de la traînée de forme derrière les obstacles sont présents avec les effets de la viscosité, la loi logarithmique peut s'écrire :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + A + \Delta U^+(k_s^+) \quad (1.13)$$

Le décalage du profil de vitesse $\Delta U^+(k_s^+)$ par rapport à un fond lisse, augmente à mesure que la surface devient rugueuse.

Le fond est pleinement rugueux, quand $k_s^+ > 70$, les rugosités sont largement plus grandes que la sous-couche visqueuse, cette dernière est négligeable devant l'apparition d'une nouvelle zone dans l'écoulement appelé la sous-couche rugueuse. La couche limite sera donc partagée en trois zones : la sous couche rugueuse, la sous couche inertielle (ou couche logarithmique) et la couche externe.

En présence d'obstacle, le comportement de l'écoulement est décalé vers le haut, Raupach et al. (1991). Une nouvelle origine de fond, considérée comme un fond lisse virtuel, est définie, elle est appelée hauteur de déplacement d .

Beaucoup de chercheur ont essayé de définir cette hauteur, par exemple selon Jackson (1981), elle ne peut pas être supérieure à la hauteur des rugosités, mais elle reste un paramètre mathématique qui apparaît dans l'expression de la loi logarithmique. Dans le cas de fond lisse, on a $d = 0$.

La loi logarithmique peut s'écrire :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{k_s}\right) + A_r \quad (1.14)$$

avec, A_r la constante en régime hydrauliquement rugueux. Elle est reliée à la constante lisse A par $A_r = A + \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+)$. Lorsque le régime est pleinement rugueux, sa valeur varie selon les références de 8 (Schlichting and Gersten (2017)) à 8,5 (Nezu and Nakagawa (1993)).

On peut aussi la trouver sous cette forme :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln((z-d)^+) + A - \Delta U^+ \quad (1.15)$$

avec, A la constante en régime hydrauliquement lisse.

1.7 La submergence relative

Elle est évaluée par le nombre adimensionnel D/h ou $\alpha' = h/\delta$ (appelé aussi le nombre de confinement). Elle est utilisée pour définir la partie occupée par les macro-rugosités dans l'écoulement. Pour $\alpha' > 0, 1$, la théorie sur les couches limites turbulentes rugueuses n'est plus valide [Katul et al. \(2002\)](#) et [Jiménez \(2004\)](#).

Dans le cas de faible submersion $D/h < 3$, [Rouzes \(2015\)](#), les macro-rugosités occupent un espace important dans l'écoulement. La turbulence dans l'écoulement ressent alors à la fois les effets de la surface libre et des macro-rugosités de fond.

La présence des macro-rugosité sur une succession de rangées modifie la trainée, selon l'espacement des rugosités, cet effet est appelé « mutual sheltering », [Bottema \(1996\)](#). Cela signifie que les obstacles en amont abritent les obstacles aval de l'écoulement.

Quand la hauteur des macro-rugosités est importante par rapport à la hauteur d'eau, on observe une perturbation de l'écoulement à la surface libre. Des ondes dont la fréquence peut être proche de la fréquence du motif des rugosités de fond peuvent être observées. Il peut se passer des phénomènes d'accrochage en fréquence qui aboutissent à une mise en résonance de la surface libre avec le fond rugueux, [Rouzes \(2015\)](#).

1.8 Phénomène de seiche ou «seiching»

Les oscillations périodiques des écoulements dans les canaux à surface libre présentant un confinement latérale sont observées, ce phénomène est appelé «phénomène de seiche». [Ilich \(2006\)](#) a indiqué qu'une seiche est la réponse oscillante d'un plan d'eau clos qui agit pour ramener le système à l'équilibre. [Rabinovich \(2009\)](#) définit une seiche comme "des oscillations permanentes de longue période dans un bassin fermé ou dans une partie de bassin localement isolée". Les seiches ont été étudiées de manière exhaustive non seulement dans les lacs et les ports (par exemple, [Chen et al., 2013](#); [Wang et al., 2014a](#)), mais aussi dans les laboratoires pour les écoulements dans les canaux à surface libre à travers des rangées de cylindres émergés (par exemple, [Zima and Ackermann, 2002](#); [Ghomeshi et al., 2007](#); [Jafari et al., 2010](#); [Zhao et al., 2014](#); [Dupuis et al., 2016](#); [Viero et al., 2016](#)) ou des cylindres immergés ([Sarkar, 2012](#); [Jafari et al., 2010](#)). Le phénomène de seiche est un processus physique d'importance primordiale pour les écoulements dans les canaux à surface libre confinés latéralement car l'amplitude de la seiche A peut atteindre 40 % de la profondeur de l'écoulement moyennée dans le temps D , ([Jafari et al., 2010](#)).

Dans le cas des écoulements à travers des rangées de cylindres, la seiche est un phénomène de résonance entre l'excrétion de vortex et les ondes de surface transversales naturelles dans le canal. La résonance se produit lorsque la fréquence de délestage du vortex est proche de la fréquence naturelle de l'onde transversale, f_{tw} , qui dépend de la largeur

du canal B , de la profondeur du flux D et du mode d'oscillation n_o (par exemple, [Dean and Dalrymple, 1991](#)). La fréquence de délestage du vortex tend vers f_{tw} et le processus de verrouillage a lieu lorsque les deux fréquences sont identiques.

1.9 Contexte théorique

1.9.1 Longueur d'onde et fréquence des ondes stationnaires transversales

Les ondes stationnaires transversales sont caractérisées par des noeuds et des anti-noeuds, dans lesquelles l'amplitude d'oscillation de surface libre est minimale et maximale et la fluctuation de vitesse transversale est maximale et minimale, respectivement. Le mouvement de l'eau est entièrement horizontal aux noeuds et entièrement vertical aux anti-noeuds ([Rabinovich, 2009](#)). Il convient de noter que deux anti-noeuds sont toujours observés sur les parois latérales du canal en raison de la condition de vitesse transversale nulle. La longueur d'onde transversale est définie (par exemple [Dean and Dalrymple, 1991](#)) par :

$$\gamma = 2 B/n_o \quad (1.16)$$

où, γ est la longueur de l'onde et n_o est le mode d'oscillation, c'est-à-dire le nombre de noeuds.

Selon la théorie des ondes d'eau de faible amplitude, la longueur d'onde peut également être liée à la fréquence ([Dean and Dalrymple, 1991](#)) comme suit :

$$\gamma = \frac{g}{2\pi} \frac{1}{(f_{tw})^2} \tanh\left(\frac{2\pi D}{\gamma}\right) \quad (1.17)$$

Combinant Eq. (1.16) et Eq. (1.17), ce qui donne la fréquence f_{tw} en fonction du mode d'oscillation. Cette relation a été testée par rapport aux données expérimentales, par exemple, par [Zima and Ackermann \(2002\)](#) pour les cylindres circulaires. Elle a été récemment ajustée par [Zhao et al. \(2014\)](#) pour tenir compte de la porosité :

$$f_{tw} = \sqrt{\frac{\frac{gn}{4\pi B} \tanh\left(\frac{n_o\pi D}{B}\right)}{S}} \quad (1.18)$$

où, $S = 1 + C_A(\lambda/(1 - \lambda))$ est un coefficient d'inertie du support poreux, λ est la densité planaire et C_A est un paramètre de forme lié à la masse ajoutée. Selon [Dean and Dalrymple \(1991\)](#), C_A est égal à 1 pour un cylindre carré. Dans nos expériences, $S = 1, 25$ et $\lambda = 0, 2$.

Il est à noter que, lorsque $S = 1$ et $\gamma/D > 20$, Eq. (1.18) donne la fréquence canonique de [Merian \(1828\)](#) $f_{tw} = n_o\sqrt{gD}/(2B)$, également appelée fréquence de longues vagues dans les eaux peu profondes ([Dean and Dalrymple, 1991](#)).

1.9.2 Amplitude relative de l'onde

Analyse adimensionnelle

En utilisant l'analyse adimensionnelle, l'amplitude d'une onde transversale A peut être liée aux paramètres géométrique et de flux. La relation fonctionnelle incluant tous ces paramètres peut être exprimée comme suit :

$$\phi_1(A, D, B, L, l, h, p, U_\lambda, \mu, \rho, g, N, \gamma, n_o, f_{tw}, dD/dx) = 0 \quad (1.19)$$

où, p est le paramètre qui indique les arrangements des rangées de cylindres, (aligné, décalé ou aléatoire), (Zima and Ackermann, 2002), U_λ est la vitesse moyenne des pores avec $U_\lambda = Q/(BD(1 - \lambda))$ pour les cylindres émergés et $U_\lambda = Q/(BD(1 - \lambda \frac{h}{D}))$ pour les cylindres immergés, μ est la viscosité dynamique, ρ est la masse volumique de l'eau, N est le nombre de cylindres dans une rangée latérale, et dD/dx est le gradient de profondeur d'écoulement.

Étant donné le lien entre γ , n_o et B , Eq. (1.16), et que les paramètres géométriques B , l , L , h , N sont constants dans ce cas et que p est fixé (arrangement aligné), Eq. (1.19) peut être exprimé comme une relation entre sept variables sans dimension :

$$A/D = \phi_2(D/h, F_D, R_l, n_o, S_l, dD/dx) \quad (1.20)$$

où, $F_D = U_\lambda/\sqrt{gD}$ est le nombre de Froude, $R_l = \rho U_\lambda l/\mu$ est un nombre de Reynolds basé sur la largeur de l'élément de macro-rugosité et $S_l = f_{tw} l/U_\lambda$ est le nombre de Strouhal supposant des conditions de résonance (fréquence de perte de vortex = $f_{tw} = f_V$, voir la section 4.4.1).

Équations pour les cylindres émergés et immergés

À notre connaissance, il n'existe pas d'équation permettant d'estimer l'amplitude relative de l'onde, A/D , pour une succession de rangées de cylindres carrés. Nous avons donc appliqué plusieurs équations dérivées pour des cylindres circulaires émergés ou immergés.

Pour une disposition décalé des rangées de cylindres émergés et dans des conditions de résonance, Zima and Ackermann (2002) a proposé l'équation suivante :

$$\frac{A}{D} = A_1 S_l^{-2} \quad (1.21)$$

où, $A_1 = K_1 N(l/L)(l/B)^2$ et K_1 est une constante indépendante de l'échelle (2,255).

Pour des arrangements décalé et alignés des cylindres émergés et des conditions de résonance, Viero et al. (2016) (sur la base de Defina and Pradella (2014)) ont modifié l'amplitude relative du modèle à l'aide de l'équation :

$$\frac{A}{D} = \frac{A_m}{1 + \frac{A_D}{N(l/L)} \frac{1}{F_D}} F_D \quad (1.22)$$

où, A_m et A_D sont deux paramètres d'étalonnage. Lorsque $\frac{A_D}{N(l/L)} \frac{1}{F_D}$ est beaucoup plus grand que 1, Eq. (1.22) peut être simplifiée à :

$$\frac{A}{D} = A_2 F_D^2 \quad (1.23)$$

où, $A_2 = K_2 N(l/L)$ et $K_2 = A_m/A_D$ est une fonction de $1/n_o$.

Enfin, selon [Sarkar \(2012\)](#), l'amplitude relative de l'onde pour un arrangement aléatoire de cylindres immergés est donnée par :

$$\frac{A}{D} = \left[\frac{A_4}{A_5 \frac{D}{h} - \pi} \right] S_l^{-2} \quad (1.24)$$

où, $A_4 = K_4 \left(\frac{l}{B}\right)$, $A_5 = 2 \left(\frac{L}{l}\right)^2$, et $K_4 = 6,62$.

1.9.3 Comparaison entre les cylindres carrés et circulaires

Nous rappelons ici un certain nombre de différences importantes entre les cylindres carrés et circulaires. Tout d'abord, la force de traînée sans dimension, également appelée coefficient de force de traînée C_d , est plus élevée pour un cylindre carré isolé que pour cylindre circulaire isolée : pour $10^4 \leq R_l \leq 10^6$, $C_d = 2,1$ pour un cylindre carré, alors que $C_d = 1,2$ pour un cylindre circulaire ([Hoerner, 1965](#)). Deuxièmement, la variation de C_d et de la densité planaire λ est inversée pour les cylindres carrés et circulaires : C_d augmente avec λ pour les cylindres carrés, pour $0 \leq \lambda \leq 0,25$ ([Leonardi and Castro, 2010](#); [Buccolieri et al., 2016](#); [Ludeña et al., 2017](#)), tandis que C_D diminue avec λ pour les cylindres circulaires, pour $0,0047 \leq \lambda \leq 0,12$ ([Wang et al., 2014b](#); [Liu and Zeng, 2017](#)). Enfin, les fréquences sans dimension de la formation de vortex (également appelé nombre de Strouhal, S_l) derrière les cylindres carrés et circulaires sont significativement différentes. Pour un cylindre carré isolé, $S_l = 0,10$ à $0,15$ pour $70 \leq R_l \leq 2 \times 10^4$ ([Okajima, 1982](#)), alors que pour un cylindre circulaire isolé, $S_l = 0,20$ pour $3 \times 10^2 \leq R_l \leq 3 \times 10^5$ ([Sumer and Fredsoe, 2006](#)).

1.10 Conclusion

Cette recherche bibliographique, nous a permis de choisir le type de canal utilisé pour les études expérimentales.

Nous avons opté pour les canaux lisses avec une transition convergente, les canaux en marches d'escalier et les canaux rugueux avec présence de macro-rugosités.

Chapitre 2

Chapitre 2

Mise en évidence des expériences sur un canal convergent à forte pente

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, l'écoulement a été étudié dans un canal en transition convergente avec fortes pentes longitudinales.

Les essais ont été menés sur un modèle physique réalisé au sein du laboratoire d'hydraulique à l'école Nationale Polytechnique, ce modèle comprend trois parties : un canal prismatique suivi d'un convergent sous forme d'entonnoir et d'un deuxième canal prismatique.

2.2 Description des installations et des instruments de mesure

Les premiers essais ont été menés sur un modèle physique composé de quatre éléments décrits dans le chapitre précédent :

1. D'un réservoir d'eau en Plexiglass (50 cm de largeur, 50 cm de longueur et 60 cm de hauteur) Il est muni d'une plaque tranquillisante pour éliminer toute sorte de vibration, de réflexion d'ondes et de vague à la surface libre. Il est alimenté à partir de deux conduites de diamètre ϕ 60 et ϕ 100. Ces dernières sont raccordées au château d'eau du laboratoire.
2. D'un premier canal prismatique de 48 cm de largeur, 39 cm de longueur et 32 cm de hauteur des parois latérales.
3. D'un convergent en forme d'entonnoir (variation linéaire de la section transversale), de caractéristiques dimensionnelles (48 cm la largeur amont, 24 cm la largeur aval,

70 cm la longueur, d'angle de déviation des murs est de $9,86^\circ$, la hauteur des murs latéraux est de 40 cm).

4. D'un deuxième canal prismatique placé à l'aval du convergent de longueur 165 cm et de hauteur 15 cm.

Les dimensions du convergent utilisé sont déterminées d'après l'équation 2.1, [Ippen and Dawson \(1951\)](#).

$$L' = \frac{b_1 - b_3}{2 \tan \theta} \quad (2.1)$$

Où L' est la longueur de la contraction, θ est l'angle de la contraction, b_1 est la largeur amont de la contraction et b_3 est la largeur aval. Le modèle est posé sur un support métallique muni à son extrémité amont de deux charnières fixées au support du réservoir permettant ainsi de faire varier la pente du radier. Le canevas de mesure adopté lors de nos expériences est le suivant :

- On fixe la pente du radier α .
- On alimente le canal avec un débit Q : on ouvre la vanne d'alimentation et on attend que le régime permanent soit établi pour commencer les mesures.
- Pour un débit donné, on mesure : les hauteurs d'eau D , les pressions pour différentes sections transversales (en terme de hauteur d'eau, P).
- On mesure la vitesse pour différentes sections transversales V .
- On change le débit et on effectue les mêmes mesures.
- On change la pente et on refait le même canevas de mesure.

Dans ce chapitre, les hauteurs, les pressions et les vitesses sont mesurées dans l'axe central du canal et près des parois latérales. Les deux pentes considérées dans ce chapitre sont les pentes suivantes : $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$, considérées comme des pentes fortes. Les débits considérés dans les mesures sont compris entre 2 et 21 L/s. Le schéma de l'installation est montré dans la Figure. 2.1

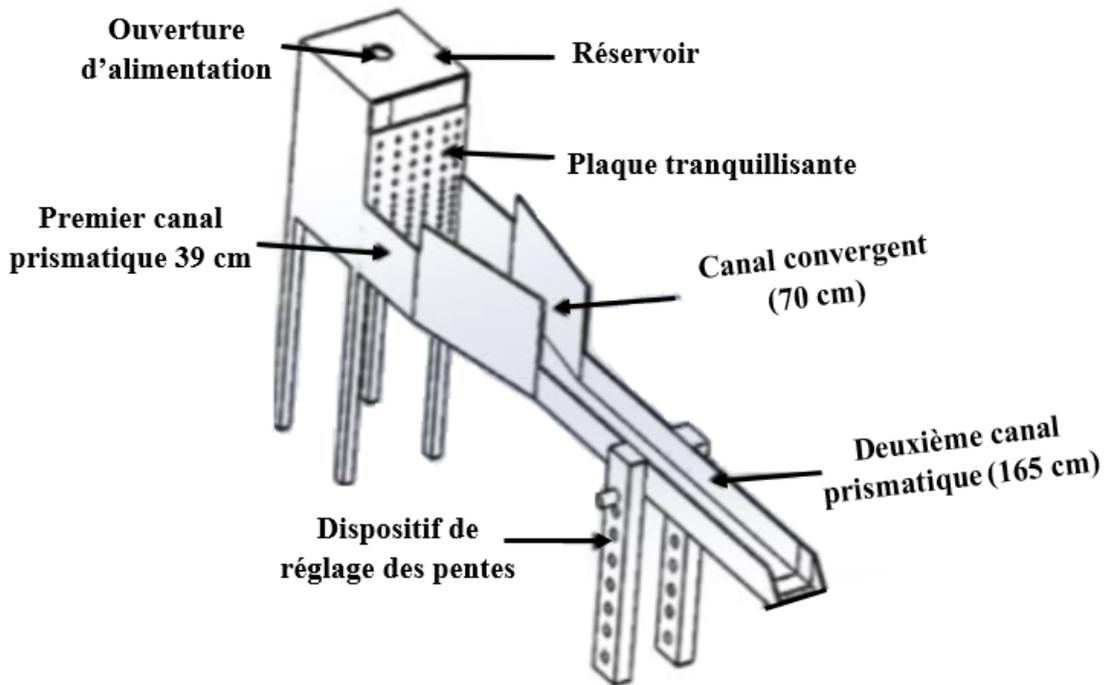


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental avec le canal principal.

2.3 Conditions des écoulements

Les conditions de l'écoulement pour les deux pentes étudiées, sont donnés dans le tableau 2.1. D_{moy} est égal à la moyenne des hauteurs pour différentes sections transversales du canal. La hauteur d'une section transversale est égale à la moyenne des hauteurs à l'axe et aux parois du canal.

U_{Qmoy} , F_{moy} et R_{moy} sont respectivement les moyennes des vitesses débitantes, des nombres de Froude et des nombres de Reynolds pour dix différentes sections transversales du canal, $U_Q = Q/(B'D)$, $F = U_Q/\sqrt{gD}$, $R = U_Q B'/\nu$ (B' est la largeur d'une section transversale et ν est la viscosité cinématique de l'eau).

Tableau 2.1 – Conditions d’écoulement pour $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$.

$\alpha (^\circ)$	Q (L/s)	D_{moy} (mm)	U_{Qmoy} (m/s)	F_{moy}	$R_{moy} * 10^4$
20,4	2,3	5,51	1,82	9,12	66,80
	4,2	8,52	1,30	5,08	49,70
	6,0	11,79	2,08	6,81	75,59
	8,2	16,83	1,77	4,62	63,48
	10,5	22,68	2,10	4,62	71,22
	12,6	25,62	2,56	5,32	88,10
	14,8	29,61	2,79	5,28	95,66
	17,5	36,48	2,88	4,89	101,21
	20,5	43,46	2,48	3,93	89,24
24,4	2,3	4,26	4,14	21,63	128,79
	4,2	6,59	3,18	12,83	104,18
	6,0	10,23	2,71	9,03	91,95
	8,2	13,99	2,80	8,09	91,21
	10,5	17,21	3,62	9,04	114,97
	12,6	21,58	3,67	8,32	118,11
	14,8	24,34	3,36	7,04	108,71
	17,5	26,31	3,31	6,72	105,55
	20,5	37,08	2,49	4,16	88,36

2.4 Techniques de mesure

La mesure de la hauteur d’eau est effectuée soit directement à l’aide d’un tracé, sous forme de quadrillage sur les parois latérales du convergent ou à l’aide d’un limnimètre placé sur un chariot qui permet le déplacement suivant la direction x et y . Le chariot est placé perpendiculairement au canal, (Figure 2.2, à gauche). L’erreur de lecture est de $\pm 0,5$ mm, et l’erreur sur le déplacement est de 1 mm.

La mesure de la vitesse est faite à l’aide d’un micro-moulinet placé sur un chariot qui permet son déplacement suivant la direction x et y , l’erreur sur le déplacement est de 1 mm. Le micro-moulinet permet de déterminer la vitesse sur chaque section à des intervalles de 3 mm sur la profondeur d’écoulement, (Figure 2.2, à droite). Le diamètre de la sonde du micro-moulinet est égal à 1,2 cm.

La mesure de la pression au fond est réalisée à l’aide de prises de pression de diamètre 3 mm (placées le long de l’axe et près des parois latérales). Ces prises de pression sont

reliées à des piézomètres fixés sur une plaque adjacente au modèle permettant la lecture directe de la pression en termes de hauteur d'eau. La lecture directe nous donne la hauteur perpendiculaire au canal, pour déterminer la pression il faut multiplier les hauteurs lues sur les piézomètres par un facteur de correction qui est $1/\cos \alpha$, (Figure 2.3). Au total, 36 points ont été distribués sur le modèle, comme illustré sur la Figure 2.4.



FIGURE 2.2 – Un limnimètre à gauche et un micro-mollinets à droite.

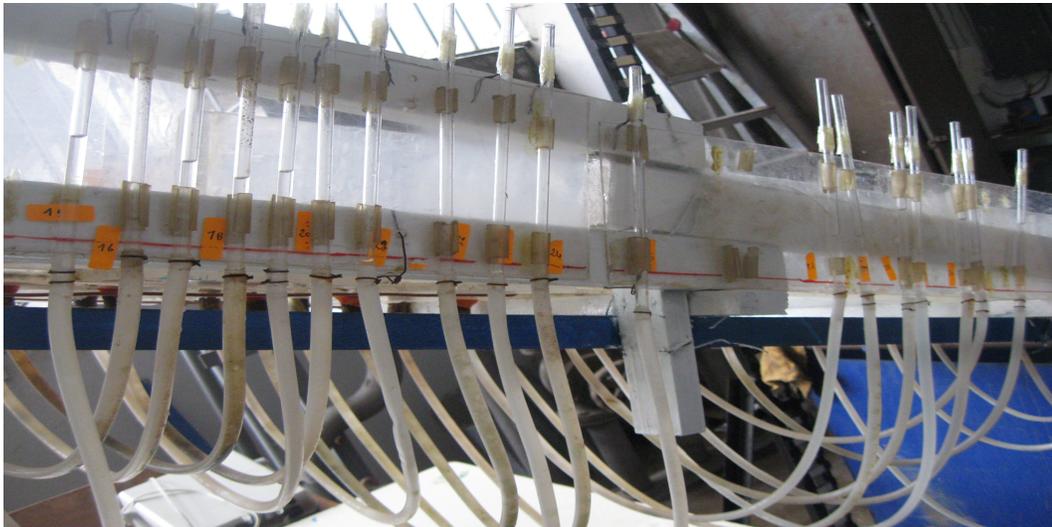


FIGURE 2.3 – Les prises de pression

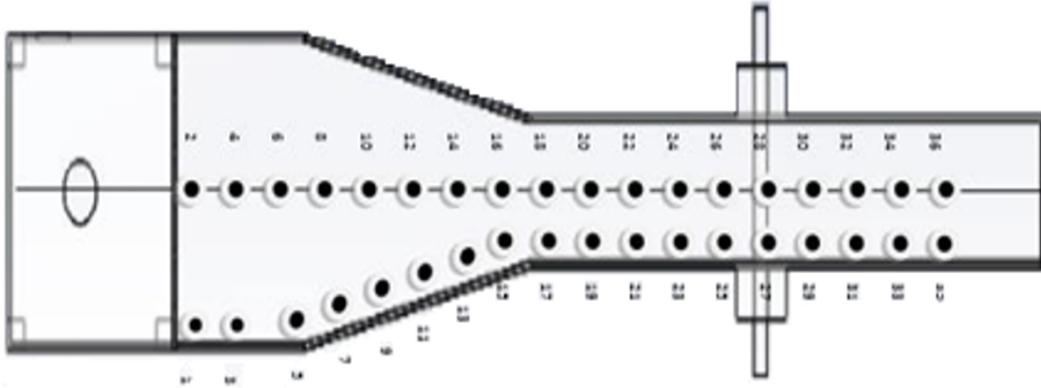


FIGURE 2.4 – Position des piézomètres utilisés.

2.5 Phénomènes observés

Dans cette partie, nous allons présenter les phénomènes présents lors des essais pour les deux pentes $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$.

2.5.1 Phénomènes observés pour le cas $\alpha = 24,4^\circ$

Pour le plus faible débit, l'écoulement est pratiquement stable à l'amont. Au niveau du convergent, il se crée deux ondes transversales qui se rencontrent à l'aval du convergent, puis se réfléchissent et touchent les parois à la fin du deuxième canal prismatique. Dans ce dernier, il se crée deux nouvelles ondes transversales de faible amplitude.

A partir de $Q = 4,2$ L/s, on observe un petit jet qui se forme après l'intersection des ondes transversales au deuxième canal prismatique. Le jet devient plus grand avec l'apparition de l'eau blanche dans le deuxième canal prismatique pour le débit $Q = 6$ L/s. Le point d'intersection des ondes se déplace vers l'aval en augmentant le débit jusqu'à $Q = 8,2$ L/s, où il commence à se déplacer vers l'amont avec l'augmentation du débit mais de très faible distance, (Tableau 2.2).

Tableau 2.2 – Phénomènes observés pour $\alpha = 24,4^\circ$ et pour les faibles débits.

Q (L/s)	Abscisse du point d'intersection x (mm)	Hauteur d'eau au point intersection D (mm)	Observations
2,3	138	6,8	Intersection des ondes transversales
4,2	143	16,0	Formation d'un petit jet
6,0	150	22,5	Apparition de l'eau blanche
8,2	149	25,0	

Pour le débit $Q = 10,5$ L/s, dans la partie convergente, il y a la présence de l'eau blanche à quelques centimètres des parois du convergent, plus on s'approche de l'axe central du canal, plus l'eau devient claire. La hauteur de l'eau blanche est plus grande que l'eau claire. L'angle des ondes transversales qui se créent au niveau du convergent, appelé angle β' (voir Chapitre 1, 1.3), augmente avec le débit. Le jet créé dans le deuxième canal prismatique, par l'intersection de ces dernières ondes, devient très fort et bien courbé par rapport aux faibles débits, sa longueur et sa hauteur augmentent avec le débit. Au début du deuxième canal prismatique, deux autres ondes se créent et se superposent avec le jet sur une distance qui varie de 10 à 18 cm, cette distance augmente avec le débit. Les deux dernières ondes transversales deviennent apparentes avec l'augmentation du débit, mais le canal n'était pas assez long pour qu'elles se rencontrent à nouveau dans le canal.

Tableau 2.3 – Phénomènes observés pour $\alpha = 24,4^\circ$ et pour les forts débits.

Q(L/s)	Abscisse du point d'intersection x (mm)	Hauteur d'eau au point d'intersection (mm)	Hauteur d'eau maximale du jet (mm)	Distance de superposition des ondes transversales avec le jet (cm)	Longueur du jet (cm)	Largeur du jet (cm)	Hauteur d'eau à la divergence (mm)	Angle des ondes transversales ($^\circ$)
10,5	138	30,5	57		60		27,0	4,8
12,6	137	31,5		10	62		31,5	5,1
14,8	136	37,0	73	12	76	3,5	24,5	5,5
17,5	135	45,0	12	80	4		24,0	6,3
20,5	134	47,8		18	90		26,2	7,0

2.5.2 Phénomènes observés pour le cas $\alpha = 20,4^\circ$

Deux ondes transversales sont observées. Elles se créent au début du convergent faisant un angle β' par rapport aux parois du convergent.

A la sortie du convergent et au début du deuxième canal prismatique, il y a deux nouvelles ondes transversales et l'angle qui sépare ces ondes du canal prismatique est appelé λ' , (voir Chapitre 1, 1.3). Les deux ondes du convergent se rencontrent à un point appelé point d'intersection des ondes. Comme observé pour la pente précédente, ce point se déplace vers l'aval pour les faibles débits. A partir du débit 4,2 L/s, l'intersection des ondes transversales donne un jet de largeur maximale stable et égale à 4 cm. Les ondes transversales touchent les parois, puis se dévient des parois d'un angle appelé σ' , (voir Chapitre 1, 1.3). La distance entre le point d'intersection des ondes et le point, où les ondes transversales touchent les parois, diminue avec le débit jusqu'à $Q = 8$ L/s. A partir du débit 8 L/s, cette dernière distance commence à augmenter et le point d'intersection des ondes commence à se déplacer vers l'aval. On remarque aussi la présence d'eau blanche sur les parois du convergent sur une largeur qui augmente toujours en allant vers l'aval du convergent et qui augmente avec le débit, jusqu'à $Q = 14,8$ L/s (Figure 2.5). Pour le débit $Q=20,5$ L/s, la largeur de l'eau blanche diminue mais sa hauteur augmente.

Les angles β' , λ' et σ' augmentent avec l'augmentation du débit. L'angle β' est toujours

supérieur aux deux autres, et l'angle σ' est supérieur à λ' , Tableau. 2.4 .

Tableau 2.4 – Phénomènes observés pour $\alpha = 20,4^\circ$ et pour différents débits.

Q (L/s)	Abscisse du point d'intersection (mm)	Point d'intersection des ondes transversales avec les parois x (cm)	Largeur du jet (cm)	β' ($^\circ$)	λ' ($^\circ$)	σ' ($^\circ$)
2,3	145	205		4,5	0,8	1,2
4,2	146	200		5,1	1,1	1,7
6,0	147	197		5,4	1,4	2,2
8,2	144	204	4	5,7	1,5	2,5
10,5	133	194	4	6,3	1,5	2,9
12,5	132	199	4	6,5	2,3	3,2
14,8	131	201		6,7	2,3	3,3
17,5	130	204		7,0	2,4	3,7
20,5	129			7,1	3,7	3,8

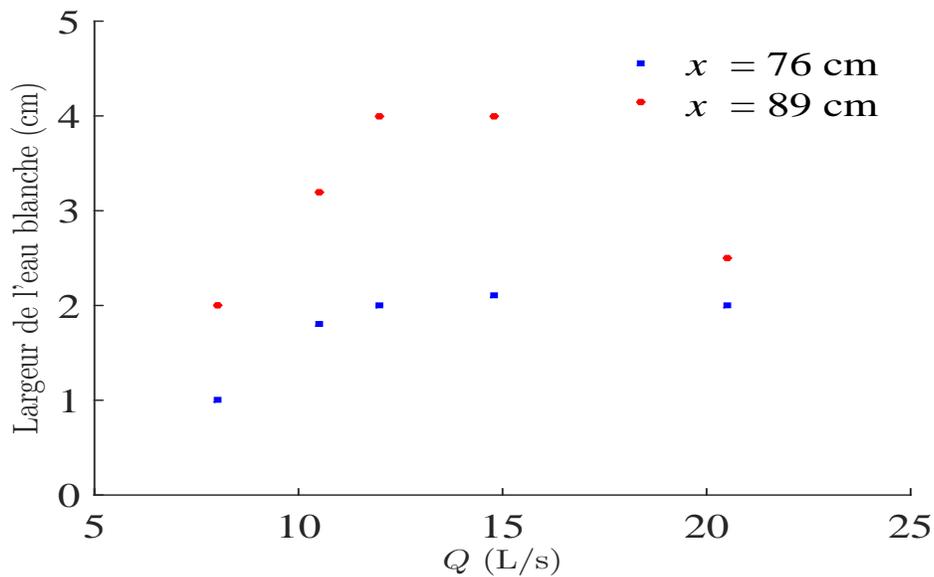


FIGURE 2.5 – Largeur de l'eau blanche à partir des parois du convergent en fonction du débit pour $\alpha = 20,4^\circ$ à $x = 76$ cm et à $x = 89$ cm.

Ci-dessous, les photos qui montrent les ondes transversales au niveau des parois et à l'axe central du canal, (Figures 2.6 et 2.7).

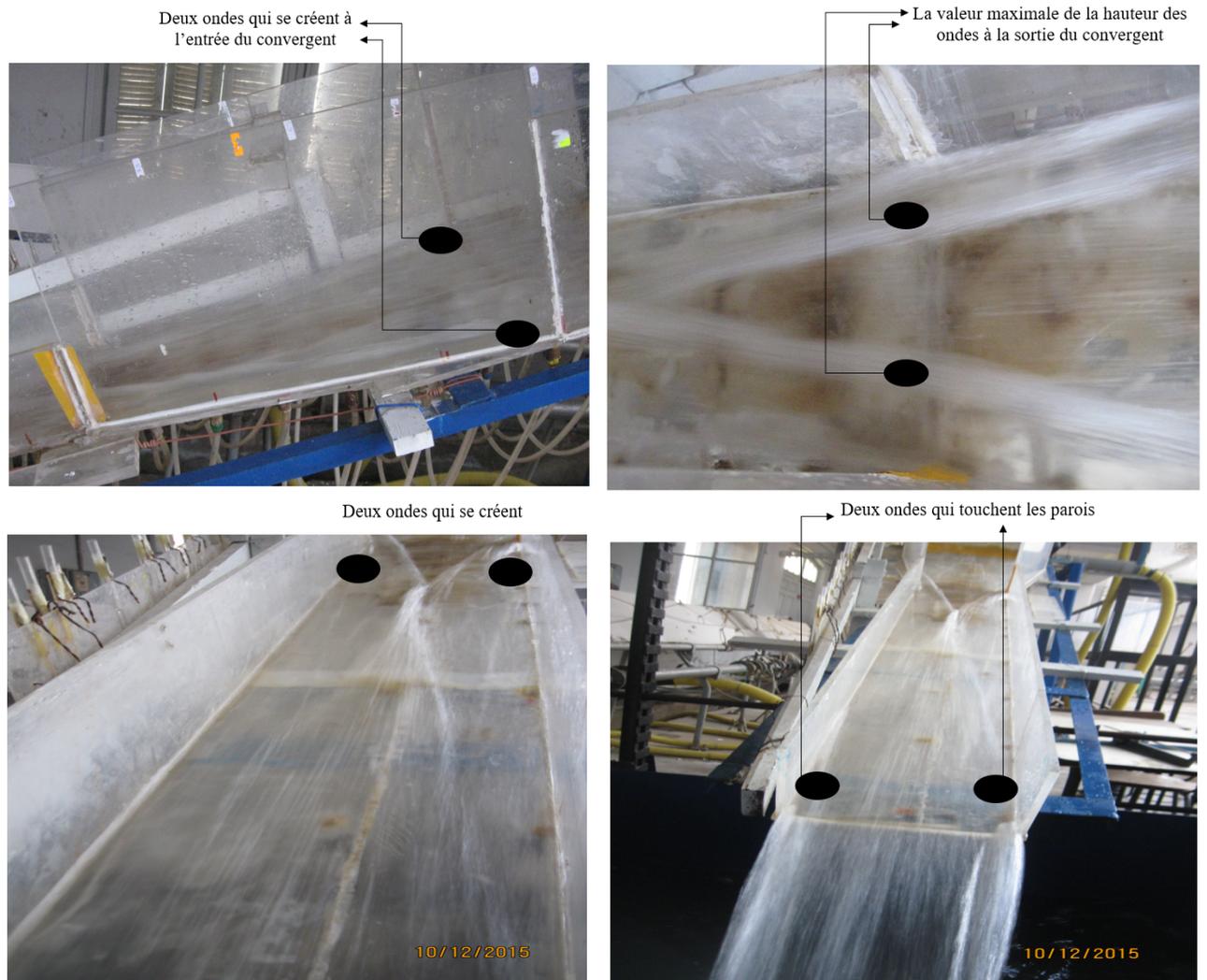


FIGURE 2.6 – Photos qui montrent les deux ondes transversales qui se créent au niveau du convergent, la présence de deux ondes transversales dans le convergent et dans le deuxième canal prismatique, les deux nouvelles ondes transversales qui se créent au niveau du deuxième canal prismatique et les ondes qui touchent les parois en divergeant.



FIGURE 2.7 – Photos qui montrent, l'intersection des deux ondes transversales dans le convergent pour un faible débit, l'intersection des deux ondes transversales pour un débit moyen et le début de la formation d'un jet et sa valeur maximale.

2.6 Exploitation des résultats

2.6.1 Les hauteurs d'eau pour les pentes $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$

Les hauteurs d'eau ont été mesurées sur le canal en utilisant un limnimètre perpendiculairement au canal. les résultats sont montrés dans la Figure 2.8.

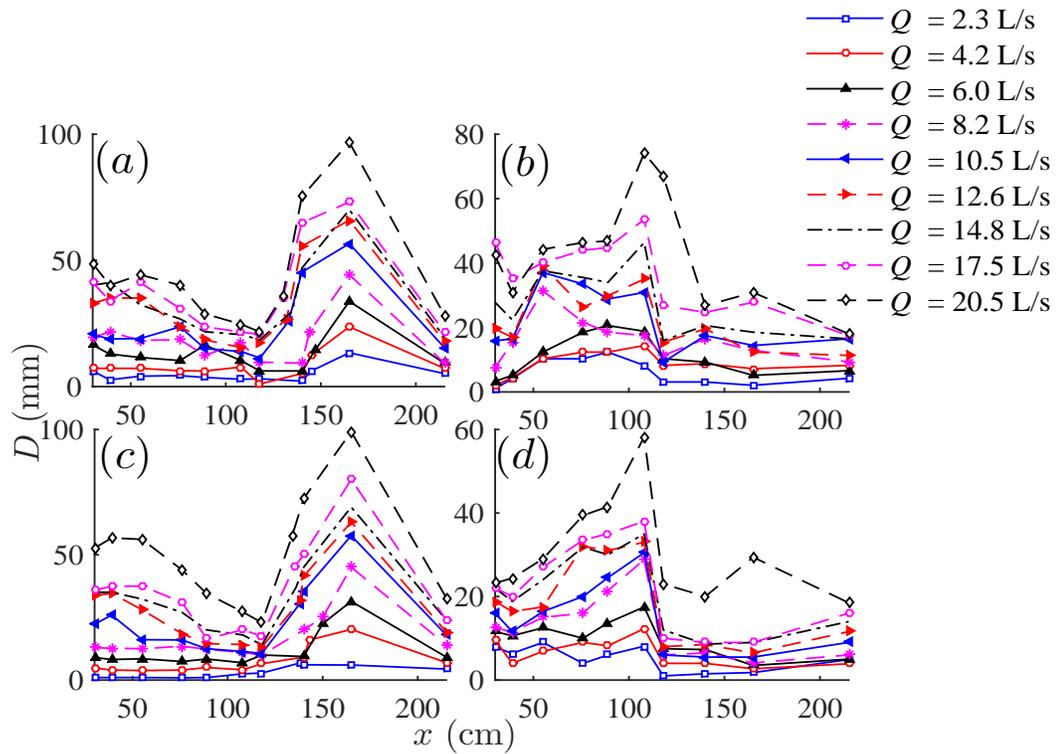


FIGURE 2.8 – Hauteurs d'eau a) le long de l'axe du canal pour $\alpha = 20, 4^\circ$, b) près des parois du canal pour $\alpha = 20, 4^\circ$, c) le long de l'axe du canal pour $\alpha = 24, 4^\circ$, d) près des parois du canal pour $\alpha = 24, 4^\circ$, pour différents débits.

A partir de ces deux graphes, on remarque que les profondeurs d'eau au niveau du l'axe central du canal diminuent avec l'augmentation de la pente et augmentent avec l'augmentation du débit. Les profondeurs d'eau diminuent dans le convergent, elles atteignent leurs valeurs minimales à la sortie du convergent, elles augmentent au niveau du deuxième canal prismatique et elle atteint leurs valeurs maximales au point $x = 165$ cm. On peut expliquer cela par la présence des deux ondes qui se créent au niveau des parois du convergent, elles ont une valeur maximale juste à la sortie du convergent, leur intersection se trouve au niveau du deuxième canal prismatique et cela pour chaque débit et chaque pente. On remarque aussi que les plus grandes valeurs de la hauteur se trouvent toujours au niveau de l'axe central du canal et cela pour chaque débit et chaque pente étudiés.

Au niveau des parois, les hauteurs d'eau augmentent dans le convergent jusqu'à atteindre un maximum à la sortie du convergent. Les pentes raides et la longueur du canal prismatique ne permettent pas aux ondes transversales de se réfléchir au niveau des parois du canal prismatique, donc la deuxième surélévation au niveau de l'axe n'est pas observée.

2.6.2 Comparaison des hauteurs d'eau et des pressions dans les écoulements avec pentes $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$

Les pressions ont été mesurées en utilisant des prises de pression, les résultats sont montrés dans la Figure 2.9

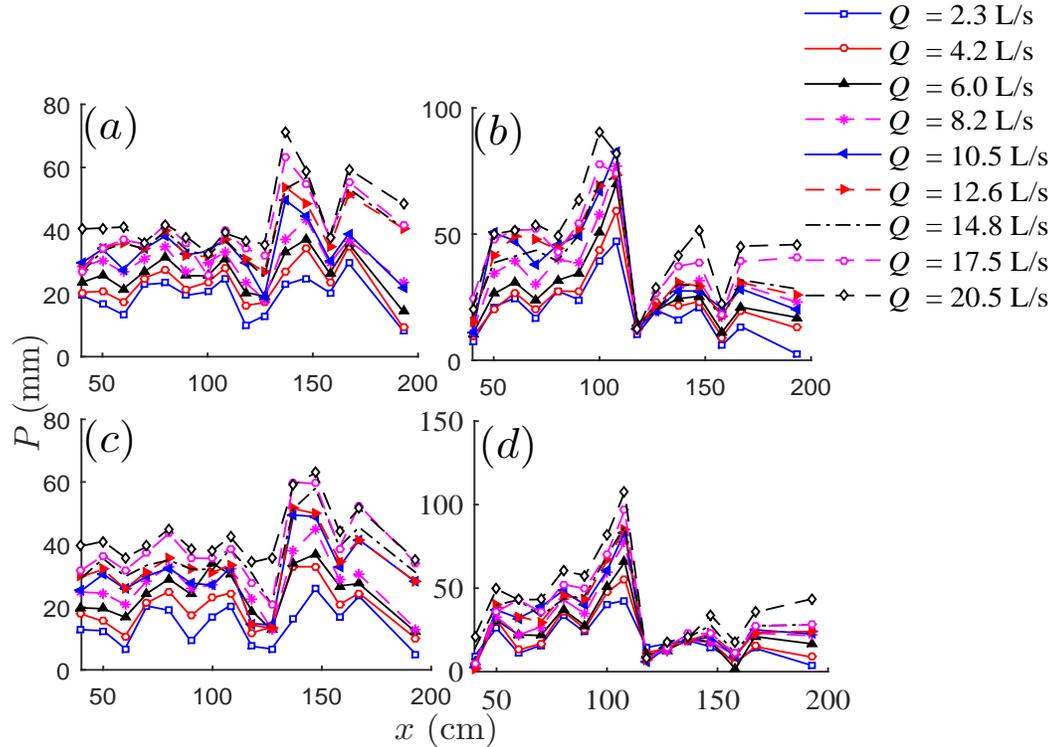


FIGURE 2.9 – Pressions d’eau a) le long de l’axe canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, b) près des parois du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, c) le long de l’axe du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, d) près des parois du canal pour $\alpha = 20,4^\circ$, pour différents débits.

On remarque que les pressions le long de l’axe du canal ne sont pas stables. Les allures sont les mêmes pour chaque débit et chaque pente. Les deux plus grandes valeurs de pression se trouvent dans le deuxième canal prismatique, après le point d’intersection des deux ondes transversales.

On remarque que les allures des pressions au niveau des parois sont les mêmes pour chaque débit et chaque pente, on observe trois surélévations, la première qui est la plus importante se trouve à la fin du convergent, la deuxième se trouve dans le deuxième canal prismatique et la troisième se trouve à la fin de ce dernier canal. On constate des baisses importantes derrière chaque surélévation.

On va comparer les pressions avec les hauteurs d’eau à l’axe central et près des parois du canal, à trois endroits différents : à $x = 40$ cm qui correspond à l’entrée du convergent,

à $x = 108$ cm qui correspond à la sortie du convergent et à $x = 165$ cm qui correspond à 60 % du deuxième canal prismatique, Figures. 2.10 et 2.11.

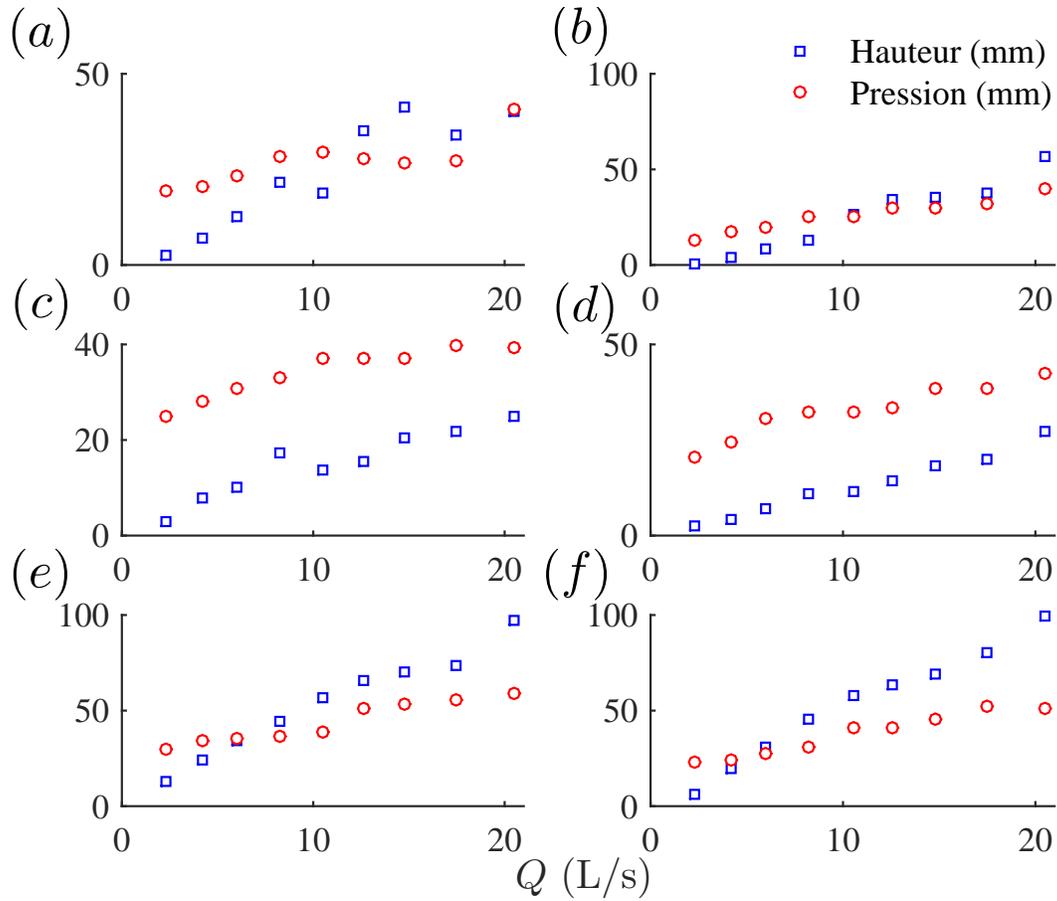


FIGURE 2.10 – Profondeur et pression à l’axe du canal, pour $\alpha = 20,4^\circ$ et $\alpha = 24,4^\circ$, à différents débits et à différents endroits a) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à l’entrée du canal convergent, b) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à l’entrée du canal convergent, c) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à la sortie du canal convergent, d) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à la sortie du canal convergent, e) pour $\alpha = 20,4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique, f) pour $\alpha = 24,4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique.

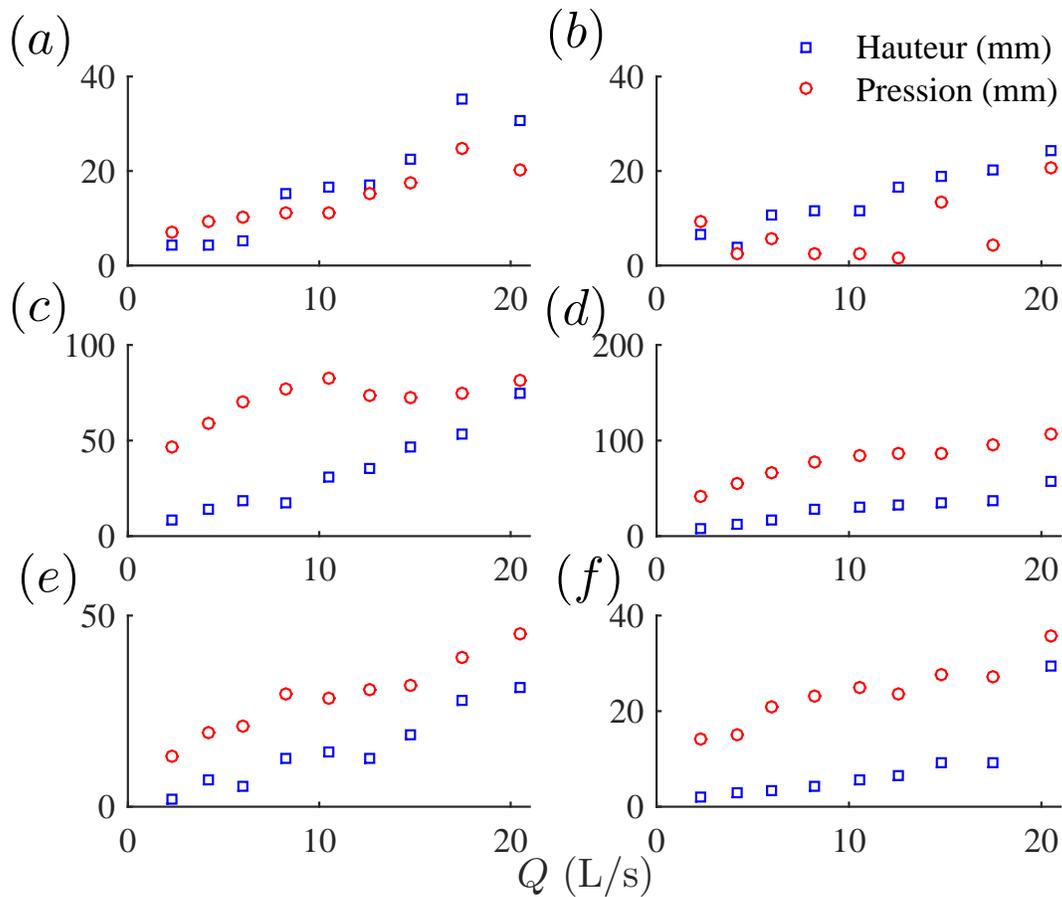


FIGURE 2.11 – Profondeurs et pressions près des parois du canal, pour $\alpha = 20, 4^\circ$ et $\alpha = 24, 4^\circ$, à différents débits et à différents endroits a) pour $\alpha = 20, 4^\circ$ à l'entrée du canal convergent, b) pour $\alpha = 24, 4^\circ$ à l'entrée du canal convergent, c) pour $\alpha = 20, 4^\circ$ à la sortie du canal convergent, d) pour $\alpha = 24, 4^\circ$ à la sortie du canal convergent, e) pour $\alpha = 20, 4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique, f) pour $\alpha = 20, 4^\circ$ à 60% du deuxième canal prismatique.

À l'entrée du convergent, les pressions sont supérieures aux hauteurs pour les faibles débits, à partir d'un débit Q , entre 11 et 12 L/s (à l'axe du canal) et 7 L/s près des parois, elles deviennent inférieures aux hauteurs.

À la sortie du convergent, les pressions sont toujours supérieures aux hauteurs.

À 60 % du deuxième canal prismatique et à l'axe du canal, les pressions sont plus élevées que les hauteurs pour les faibles débits ($Q < 6$ L/s). À partir de cette valeur, les hauteurs deviennent plus importantes que les pressions. Près des parois, les pressions sont supérieures aux hauteurs, quel que soit le débit.

2.6.3 Les profils de vitesses

Les profils des vitesses tout au long du canal à l'axe et près des parois du canal ont été déterminés pour les deux pentes suivantes : $\alpha = 24,4^\circ$ et $\alpha = 20,4$. Pour cela, nous avons utilisé un mico-mollinet qui nous a permis de déterminer la vitesse à différentes profondeurs z , à différentes positions (x, y) .

La Figure. 2.12 montre les différents points de mesures de vitesses. Les Figures 2.13 à 2.19 présentent les profils de la variation de la vitesse selon la profondeur : à l'entrée du convergent pour la Figure 2.13, dans la partie convergente pour les Figures 2.14 et 2.15, à la sortie du convergent pour la Figure 2.16, et au niveau du deuxième canal prismatique pour les Figures 2.17, à 2.19.

A l'entrée du convergent, Figure. 2.13, les vitesses à l'axe et près des parois du canal sont du même ordre de grandeur et cela pour les deux pentes étudiées. Les vitesses augmentent généralement avec le débit.

Les mesures au niveau du convergent ont été faites à deux endroits différents du convergent : à $x = 55$ cm, Figure. 2.14, qui se trouve à 16 cm du canal amont, et à $x = 89$ cm, Figure. 2.15, qui se trouve à 19 cm du canal aval. Les vitesses ont été mesurées à $x = 118$ cm, à 10 cm après le convergent, Figure. 2.16. Pour ces trois points, les vitesses à l'axe et près des parois du convergent sont pratiquement du même ordre de grandeur pour les grands débits.

Pour les faibles débits, les vitesses sont plus grandes près des parois et cela pour les deux pentes étudiées.

Au niveau du deuxième canal prismatique, pour $x = 140$ cm (Figure. 2.17), les vitesses sont plus grandes au niveau de l'axe central du canal qu'au près des parois et cela pour les deux pentes étudiées.

Pour $x = 165$ cm, Figure. 2.18, les vitesses sont plus grandes au niveau de l'axe du canal par rapport à celles près des parois, et cela pour les deux pentes étudiées. Le point d'intersection des ondes se trouve avant $x = 165$ cm et cela pour chaque débit et pour chaque pente. Ce point au niveau de l'axe central du canal, se trouve dans le jet ce qui donne de très grandes vitesses au niveau de l'axe du canal. Au niveau des parois les vitesses sont moins importantes.

Pour 215 cm, Figure. 2.19, les vitesses sont plus grandes à l'axe par rapport à celles près des parois pour les débits moyens. Pour les grands débits, les vitesses sont grandes à l'axe et près des parois et pour les très faibles débits, la vitesse est petite au niveau de l'axe et près des parois du canal et cela pour les deux pentes étudiées.

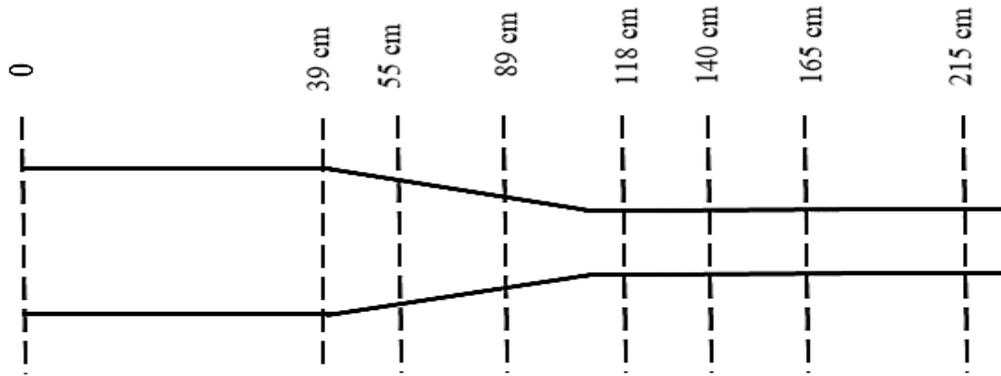


FIGURE 2.12 – Les points de mesures des vitesses.

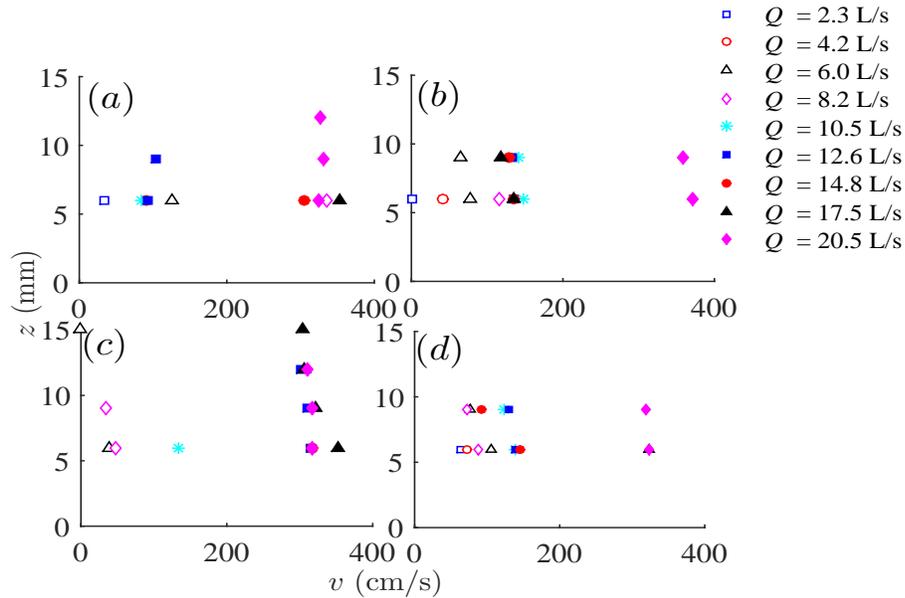


FIGURE 2.13 – Les profils des vitesses à l’entrée du convergent, à différents débits pour, a) $\alpha = 20, 4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24, 4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20, 4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24, 4^\circ$, près des parois du canal.

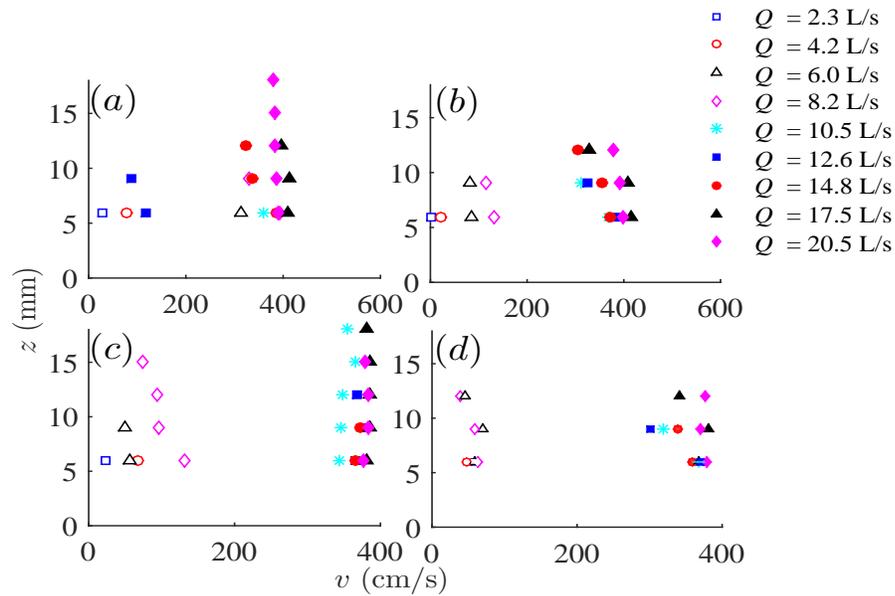


FIGURE 2.14 – Les profils des vitesses au niveau du convergent à $x = 55$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$ au près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$ au près des parois du canal.

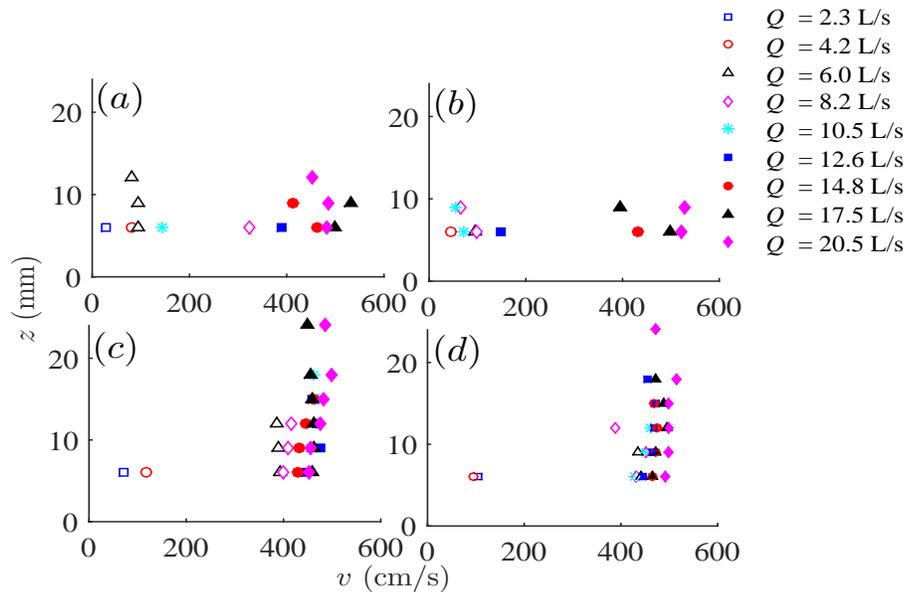


FIGURE 2.15 – Les profils des vitesses au niveau du convergent à $x = 89$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20,4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24,4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20,4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24,4^\circ$, près des parois du canal.

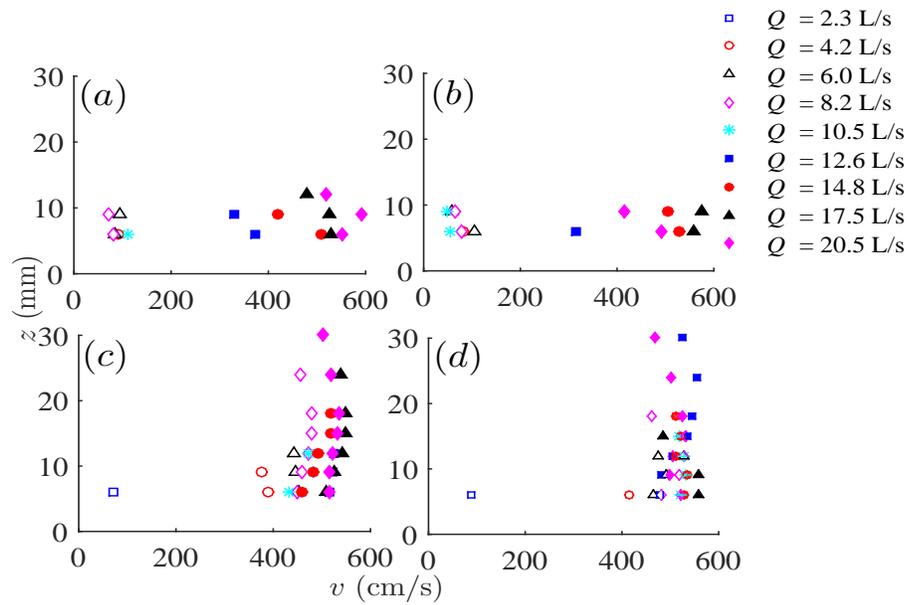


FIGURE 2.16 – Les profils des vitesses à la sortie du convergent, à différents débits pour, a) $\alpha = 20, 4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24, 4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20, 4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24, 4^\circ$, près des parois du canal.

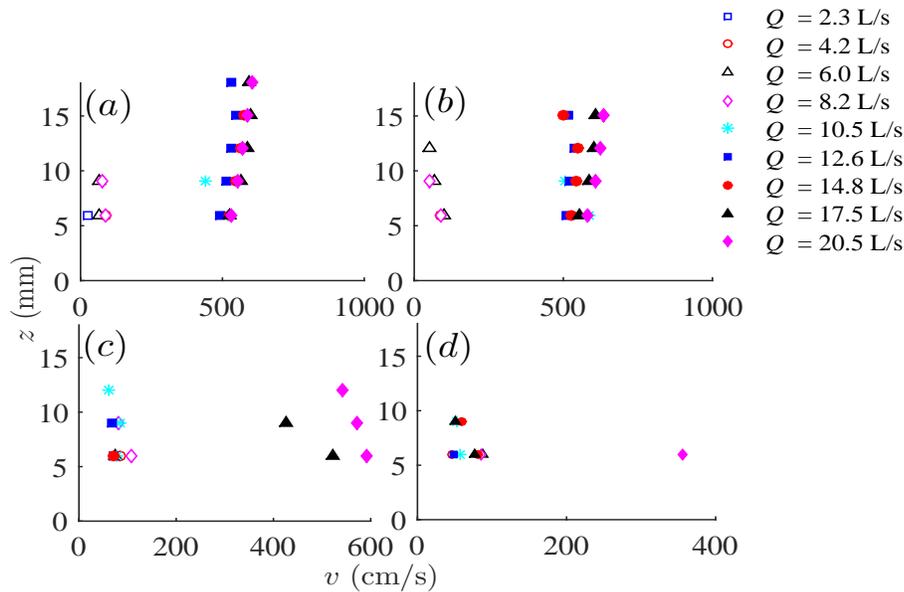


FIGURE 2.17 – Les profils des vitesses au niveau du deuxième canal prismatique à $x = 140$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20, 4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24, 4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20, 4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24, 4^\circ$, près des parois du canal.

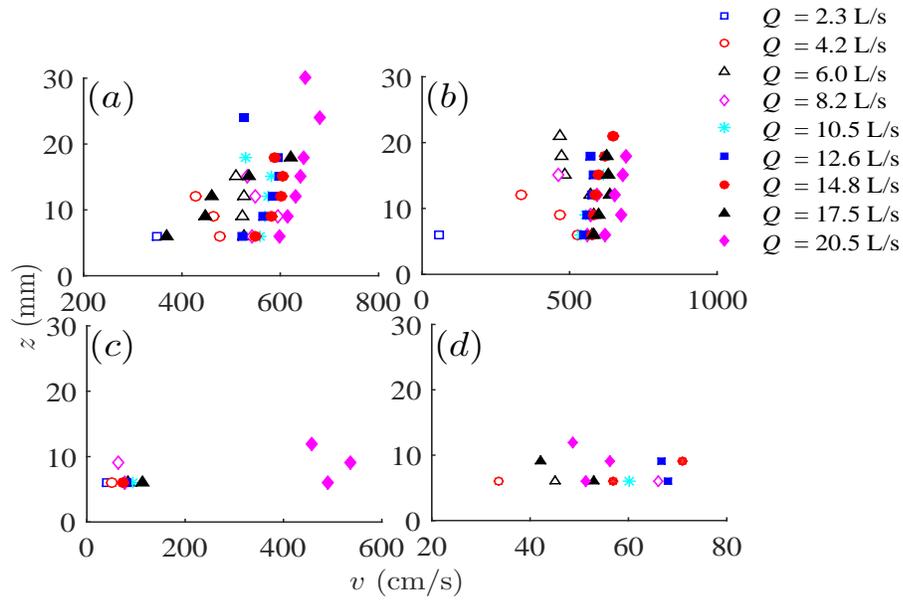


FIGURE 2.18 – Les profils des vitesses au niveau du deuxième canal prismatique à $x = 165$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20, 4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24, 4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20, 4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24, 4^\circ$, près des parois du canal.

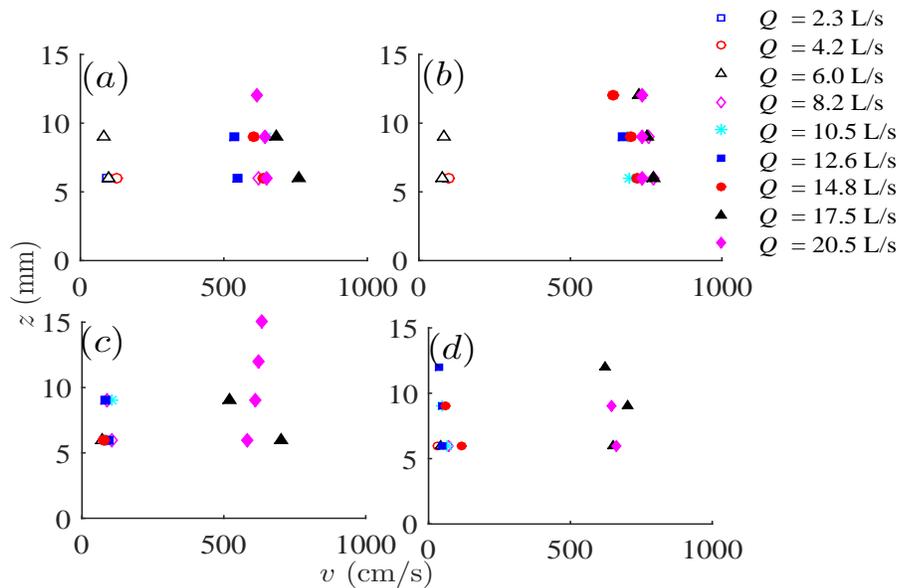


FIGURE 2.19 – Les profils des vitesses au niveau du deuxième canal prismatique à $x = 215$ cm et à différents débits pour, a) $\alpha = 20, 4^\circ$ à l’axe du canal, $\alpha = 24, 4^\circ$ à l’axe du canal, c) $\alpha = 20, 4^\circ$, près des parois du canal, et d) $\alpha = 24, 4^\circ$, près des parois du canal.

Le profil des vitesses moyennes

Les vitesses moyennes sont calculées grâce au profils de répartition des vitesses, en utilisant la relation approximative suivante $U = u_{0,4}$, (Graf and Altinaker, 1993), où $u_{0,4}$ désigne la vitesse ponctuelle correspondante à la profondeur $0,4D$. On a choisit cette formule car le mico-mollinet ne nous permet pas de mesurer la vitesse pour des hauteurs qui dépassent $0,8D$.

La Figure 2.20 présente les vitesses moyennes en fonction du débit à l'axe et près des parois du canal à différentes distances pour les deux pentes étudiées.

Les Figures 2.21 et 2.22 présentent les vitesses moyennes en fonction des distances x aux axes et près des parois du canal, respectivement, pour différents débits et pour les deux pentes étudiées.

A l'axe du canal (Figure 2.20 a et b), les vitesses à l'entrée du convergent sont les plus petites (à $x = 39$ cm), elles augmentent dans le convergent en se déplaçant vers le canal aval. Juste à l'aval du convergent elle augmente.

A $x = 140$ cm, les vitesses sont petites pour les faibles débits car le point d'intersection des ondes de choc se trouve à l'aval de $x = 140$ cm. A partir de $Q = 10$ L/s, les vitesses deviennent grandes car le point d'intersection se trouve à l'amont de $x = 140$ cm donc le jet qui se crée au milieu du canal passe par le point $x = 140$ cm, il passe aussi par le point $x = 165$ cm ce qui explique l'augmentation des vitesses dans ce point et cela pour tous les débits étudiés. A la sortie du deuxième canal prismatique, les vitesses sont faibles pour les faibles débits car l'effet du point d'intersection disparaît, pour des débits plus grands le point d'intersection crée un jet qui aura un effet qui persiste jusqu'au point $x = 215$ cm.

Près des parois du canal (Figure 2.20 c et d), on remarque que les vitesses aux points $x = 165$ cm et $x = 215$ cm sont les plus faibles car le jet qui se crée dans le canal se concentre à l'axe et non pas au niveau des parois sauf pour les débits $Q = 17,5$ L/s et $Q = 20,5$ L/s où les vitesses augmentent car il y a deux nouvelles ondes qui se créent au niveau des parois, leurs effets sur ces deux points commencent à être observés pour les grands débits.

Les vitesses au point $x = 140$ cm sont perturbées, elles sont parfois grandes pour certains débits et faibles pour d'autres et cela est dû au positionnement du point d'intersection des ondes qui est parfois à l'amont de 140 cm et parfois à l'aval. La vitesse dans le convergent augmente avec le débit et tout au long du convergent.

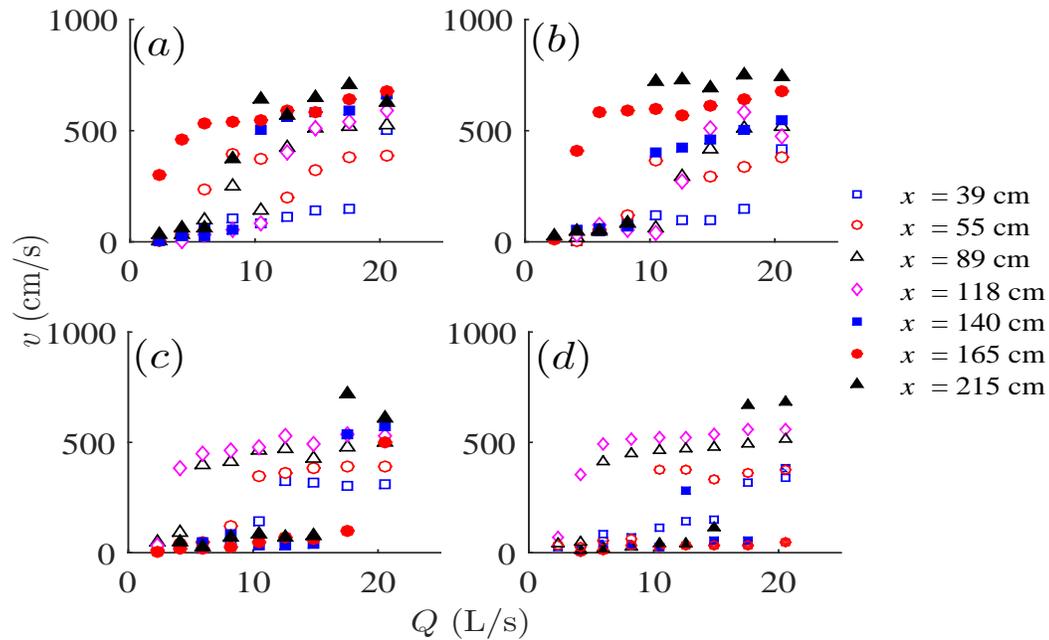


FIGURE 2.20 – Les vitesses moyennes en fonction du débit au niveau de l’axe du canal a) et b) pour $\alpha = 20, 4^\circ$ et c) et d) pour $\alpha = 24, 4^\circ$.

Dans la Figure 2.21, on remarque pour les deux pentes que les vitesses moyennes à l’axe pour les débits $Q = 4, 2 \text{ L/s}$, $Q = 6, 0 \text{ L/s}$, $Q = 8, 2 \text{ L/s}$ ont la même allure et les vitesses pour les débits $Q = 12, 6 \text{ L/s}$, $Q = 14, 8 \text{ L/s}$, $Q = 17, 5 \text{ L/s}$ et $20, 5 \text{ L/s}$ ont aussi la même allure, le débit $Q = 10, 5 \text{ L/s}$ a une forme unique mais identique pour les deux pentes.

Les faibles débits ont la valeur maximale de la vitesse au point $x = 165 \text{ cm}$, ce point se trouve dans le jet créé par l’intersection des deux ondes de choc, cette intersection se trouve après le point $x = 140 \text{ cm}$ pour les faibles vitesses, la vitesse minimale se trouve à $x = 118 \text{ cm}$.

Pour le débit $Q = 10, 5 \text{ L/s}$, la vitesse minimale se trouve à $x = 118 \text{ cm}$, la vitesse maximale se trouve à $x = 215 \text{ cm}$.

Pour les débits $Q = 14, 8 \text{ L/s}$, $Q = 17, 5 \text{ L/s}$ et $Q = 20, 5 \text{ L/s}$, les vitesses augmentent avec l’augmentation de la distance donc elles sont maximales à la fin du canal.

Dans la Figure 2.22, on remarque pour les deux pentes que les vitesses moyennes près des parois pour les débits $Q = 4, 2 \text{ L/s}$, $Q = 6, 0 \text{ L/s}$, $Q = 8, 2 \text{ L/s}$ ont la même allure et les vitesses pour les débits $Q = 10, 5 \text{ L/s}$, $Q = 12, 6 \text{ L/s}$, $Q = 14, 8 \text{ L/s}$, $Q = 17, 5 \text{ L/s}$ et $20, 5 \text{ L/s}$ ont aussi la même allure.

Pour les faibles débits, les vitesses moyennes ont la forme d’une cloche, la valeur maximale

se trouve à $x = 118$ cm, ce point a une valeur de vitesse minimale à l'axe du canal. Pour les grands débits, les vitesses augmentent progressivement du début jusqu'à $x = 118$ cm, où elle atteint une valeur maximale, après ce point les valeurs des vitesses chutent brusquement à $x = 140$ cm et augmentent légèrement jusqu'à $x = 215$ cm, sauf pour les très grands débits $Q = 17,5$ L/s et $Q = 20,5$ L/s, où elle atteint une très grande valeur à $x = 215$ cm car il y a deux ondes de choc qui se créent au niveau des parois avant ce point, elles atteignent une grande valeur en ce point.

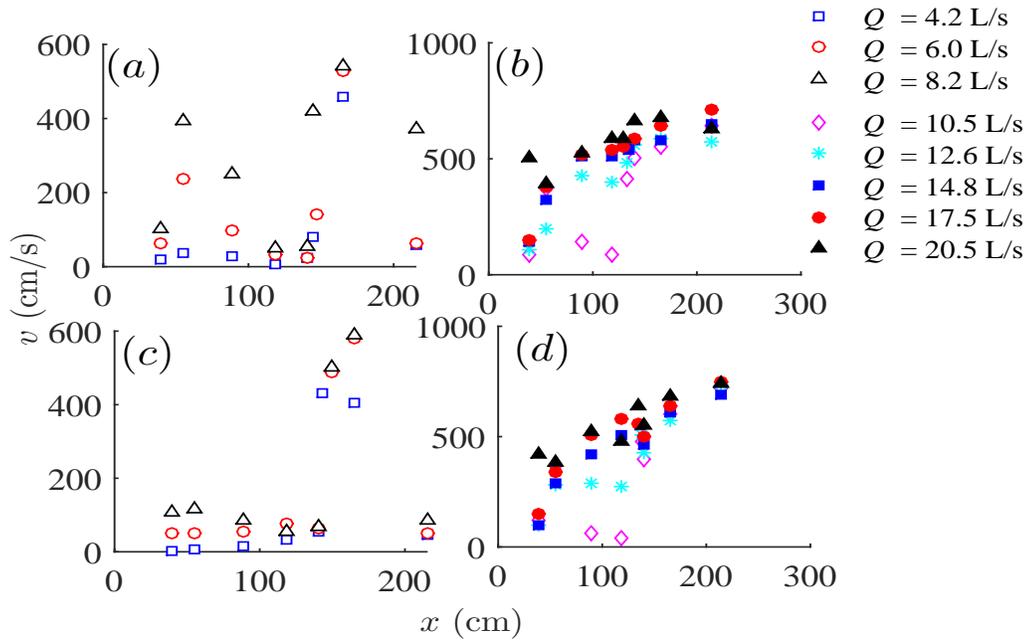


FIGURE 2.21 – Les vitesses moyennes en fonction de la distance x au niveau de l'axe du canal, pour différents débits a) et b) pour $\alpha = 20,4^\circ$ et c) et d) pour $\alpha = 24,4^\circ$.

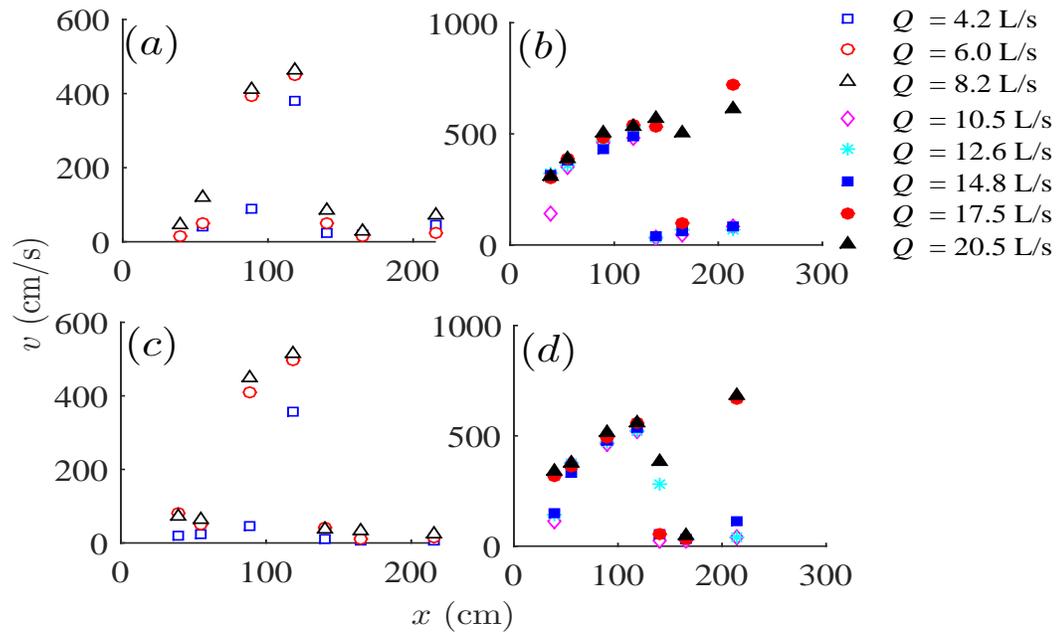


FIGURE 2.22 – Les vitesses moyennes en fonction de la distance x près des parois du canal, pour différents débit a) et b) pour $\alpha = 20,4^\circ$ et c) et d) pour $\alpha = 24,4^\circ$.

2.7 Conclusion

Deux types d'ondes transversales peuvent être observées dans ce type de canaux, les premières ondes se créent au niveau du convergent, leurs angles de déviation augmentent avec l'augmentation du débit. Elles se rencontrent toujours dans le deuxième canal prismatique, leur point d'intersection se déplace vers l'aval en augmentant le débit jusqu'à un certain débit moyen ($Q = 8,2$ L/s) où il commence à se déplacer vers l'amont en augmentant le débit. Leur rencontre permet de créer un jet qui augmente avec le débit, la distance du jet avant qu'il se diverge augmente toujours avec le débit. La distance pour laquelle le jet divergé touche les parois du deuxième canal prismatique augmente avec le débit.

Les deuxièmes ondes transversales se trouvent juste à l'aval du convergent, au début du deuxième canal prismatique, leurs angles de déviation augmentent avec l'augmentation du débit, mais elles sont plus petites par rapport aux angles de déviation des ondes du convergent. Elles se rencontrent avec le début du jet et se superposent sur une distance qui augmente avec l'augmentation du débit. Les valeurs maximales des hauteurs d'eau se trouvent toujours à l'axe du canal dans le deuxième tiers du canal.

Chapitre 3

Chapitre 3

Étude expérimentale sur un canal convergent suivi d'un canal en marche d'escalier

3.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'analyser l'écoulement dans un canal en transition convergente pour différentes pentes du canal, et observer les changements des caractéristiques avec la présence d'un canal en gradin à l'aval. Beaucoup de chercheurs se sont intéressés aux écoulements à travers les transitions, expérimentalement [Ippen and Dawson \(1951\)](#) ou numériquement [Murty Bhallamudi and Hanif Chaudhry \(1992\)](#), [Berreksi \(1998\)](#) et [Chetibi et al. \(2016\)](#), et beaucoup de chercheur ont travaillé sur les modélisations physiques et numériques des écoulements dans les canaux en marches d'escalier, [Chanson \(1994\)](#), [Gafsi \(1998\)](#), [Andre et al. \(2008\)](#), [Zhang et al. \(2012\)](#), [Benmamar et al. \(2004\)](#). A notre connaissance, la combinaison des effets de transition et des marches d'escaliers n'a pas été encore étudiée. Nous nous intéressons à la modélisation physique, en combinant des marches d'escalier avec un canal en transition convergente, [Chetibi et al. \(2018\)](#).

3.2 Description des installations et des instruments de mesure

Une extension du modèle du Chapitre. 2 a été réalisée en rajoutant un canal en marche d'escalier à l'aval du deuxième canal prismatique (Figures 3.2 et 3.1) . Les dimensions de ce canal sont 58 cm de longueur, 25 cm de largeur et 15 cm de hauteur. Il est composé de dix marches identiques dont les dimensions de chaque marche sont : 4 cm de hauteur

et 4 cm de largeur. Trois pentes ($\alpha = 0^\circ$; $\alpha = 5^\circ$; $\alpha = 10^\circ$), ont été considérées pour le canal principal. Pour chaque pente de ce canal, trois pentes différentes ont été prises pour le canal en marches d'escalier ($\beta = 0^\circ$; $\beta = 22,5^\circ$; $\beta = 45^\circ$).

En position horizontale le canal n'est plus en marches d'escalier, c'est un canal à éléments triangulaire sur fond. La position du canal en marche d'escalier est toujours prise par rapport à la position du canal principal.

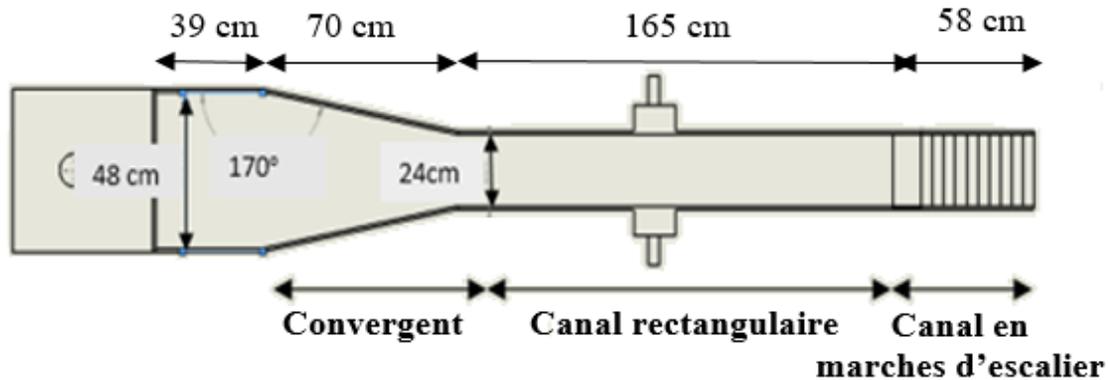


FIGURE 3.1 – Vue de dessus du dispositif expérimental.

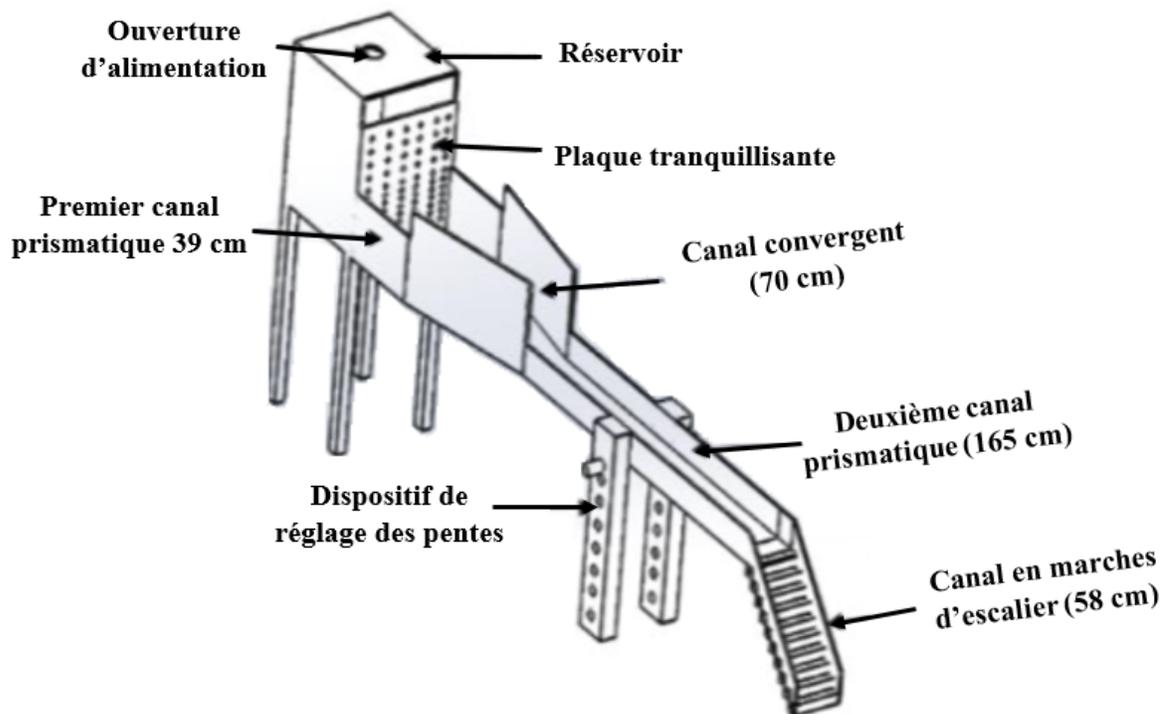


FIGURE 3.2 – Schéma du dispositif expérimental avec marches d'escalier.

3.3 Conditions d'écoulements

Les conditions d'écoulement sont données dans les tableaux suivants pour les quatre débits étudiés. D_{moy} est égal à la moyenne des hauteurs pour différentes sections transversales du canal. La hauteur d'une section transversale est égale à la moyenne des hauteurs à l'axe et aux parois du canal.

Q est le débit moyen, α est l'angle de déviation du canal principal par rapport à l'horizontale, β est l'angle de déviation des marches d'escalier par rapport au canal principal. U_{Qmoy} , F_{moy} et R_{moy} sont respectivement les moyennes des vitesses débitantes, des nombres de Froude et des nombres de Reynolds pour dix différentes sections transversales du canal, $U_Q = Q/(B'D)$, $F = U_Q/\sqrt{gD}$, $R = U_Q B'/\nu$ (B' est la largeur d'une section transversale et ν est la viscosité cinématique de l'eau).

Tableau 3.1 – Conditions d'écoulement pour $Q_1 = 2,1$ L/s.

Q (L/s)	α (°)	β (°)	D_{moy}	U_{Qmoy} (m/s)	F_{moy}	$R_{moy} * 10^4$
2,1	0	0,0	35,9	0,2	0,3	6,4
2,1	0	22,5	18,6	0,4	1,0	12,3
2,1	0	45,0	17,5	0,4	1,1	12,5
2,1	0	Sans marches	20,9	0,4	0,9	10,9
2,1	5	0,0	12,3	0,8	2,9	24,4
2,1	5	22,5	8,8	0,8	2,8	24,9
2,1	5	45,0	8,5	0,8	2,9	25,7
2,1	5	Sans marches	8,6	0,8	2,9	25,3
2,1	10	0,0	7,2	1,1	4,5	34,9
2,1	10	22,5	7,2	1,0	3,9	30,5
2,1	10	45,0	8,6	0,9	3,2	25,9
2,1	10	Sans marches	8,7	0,8	3,0	25,4

Tableau 3.2 – Conditions d'écoulement pour $Q_2 = 5,5$ L/s.

Q (L/s)	α (°)	β (°)	D_{moy}	U_{Qmoy} (m/s)	F_{moy}	$R_{moy} * 10^4$
5,5	0	0,0	49,3	0,4	0,5	11,6
5,5	0	22,5	32,0	0,6	1,1	17,8
5,5	0	45,0	31,4	0,6	1,2	18,2
5,5	0	Sans marches	36,2	0,6	1,0	16,0
5,5	5	0,0	17,1	1,1	3,0	35,9
5,5	5	22,5	15,9	1,3	3,4	38,0
5,5	5	45,0	18,2	1,0	2,5	31,6
5,5	5	Sans marches	18,0	1,0	2,4	31,3
5,5	10	0,0	13,9	1,4	3,8	42,1
5,5	10	22,5	13,5	1,4	3,9	42,0
5,5	10	45,0	15,0	1,3	3,6	39,1
5,5	10	Sans marches	15,1	1,3	3,6	38,5

Tableau 3.3 – Conditions d'écoulement pour $Q_3 = 9,6$ L/s.

Q (L/s)	α (°)	β (°)	D_{moy}	U_{Qmoy} (m/s)	F_{moy}	$R_{moy} * 10^4$
9,6	0	0,0	92,9	0,3	0,4	16,4
9,6	0	22,5	57,2	0,6	0,9	27,7
9,6	0	45,0	59,4	0,6	0,8	26,6
9,6	0	Sans marches	57,0	0,6	0,9	27,9
9,6	5	0,0	25,8	1,4	3,0	43,6
9,6	5	22,5	28,5	1,1	2,2	34,9
9,6	5	45,0	28,2	1,1	2,2	35,2
9,6	5	Sans marches	27,6	1,2	2,3	36,7
9,6	10	0,0	21,1	1,7	4,0	50,9
9,6	10	22,5	23,3	1,4	3,1	43,1
9,6	10	45,0	24,2	1,3	2,8	40,5
9,6	10	Sans marches	20,5	1,7	4,1	50,7

Tableau 3.4 – Conditions d'écoulement pour $Q_4 = 15,1$ L/s.

Q (L/s)	α (°)	β (°)	D_{moy}	$U_{Q_{moy}}$ (m/s)	F_{moy}	$R_{moy} * 10^4$
15,1	0	0,0	100,9	0,5	0,5	15,1
15,1	0	22,5	93,8	0,5	0,6	16,2
15,1	0	45,0	80,9	0,7	0,9	19,9
15,1	0	Sans marches	80,1	0,7	0,9	20,2
15,1	5	0,0	37,9	1,5	2,8	46,3
15,1	5	22,5	41,4	1,2	2,0	39,3
15,1	5	45,0	42,8	1,2	1,9	37,4
15,1	5	Sans marches	42,5	1,2	1,8	37,4
15,1	10	0,0	31,8	1,6	3,0	49,3
15,1	10	22,5	35,1	1,4	2,5	44,5
15,1	10	45,0	38,0	1,3	2,2	40,6
15,1	10	Sans marches	33,2	1,5	2,7	47,4

3.4 Résultats dans le canal principal

3.4.1 Comparaisons des hauteurs d'eau dans le canal principal

Comparaison des hauteurs d'eau à différentes pentes α sans les marches d'escalier

La Figure 3.3 représente la hauteur d'eau mesurée le long de l'axe du canal pour quatre débits différents et différentes pentes du dispositif principal. La Figure 3.4 représente la hauteur d'eau mesurée le long des parois du canal pour quatre débits différents et différentes pentes du dispositif principal.

La hauteur d'eau est maximale dans le convergent à pente nulle ($\alpha = 0^\circ$), elle diminue progressivement au niveau du canal prismatique et cela à l'axe et aux parois du canal, comme observé par [Murty Bhallamudi and Hanif Chaudhry \(1992\)](#), [Haddad \(2001\)](#) et [Berreksi \(1998\)](#). On observe que globalement, les hauteurs d'eau diminuent avec l'augmentation de la pente. Au niveau de l'axe du canal, pour des pentes différentes de zéro, on observe une surélévation importante qui se situe à l'aval du convergent. Pour $Q_1 = 2,1$ L/s, on observe une deuxième surélévation dans le deuxième canal prismatique et seulement pour $\alpha = 5^\circ$. Pour $Q_4 = 15,0$ L/s, la deuxième surélévation est présente pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$. Au niveau des parois du canal, pour des pentes différentes de zéro, on observe une surélévation dans la partie convergente. Une deuxième surélévation dans le deuxième

canal prismatique est observée pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$.

La première surélévation de la hauteur d'eau aux parois du canal se trouve toujours dans la partie convergente car deux ondes transversales se créent au niveau des parois du convergent. Ces ondes se rencontrent à l'aval du convergent, au niveau du centre canal, et donnent naissance à la première surélévation des hauteurs dans l'axe du canal. La deuxième surélévation de la hauteur dans les parois du deuxième canal prismatique est présente, car les ondes transversales réfléchissent et touchent les parois, ces ondes sont visibles seulement pour $\alpha = 5^\circ$ et $\alpha = 10^\circ$. La deuxième surélévation de la hauteur au niveau de l'axe du canal est présente car les ondes transversales qui ont touché les parois réfléchissent à nouveau et se rencontrent au niveau de l'axe du deuxième canal prismatique.

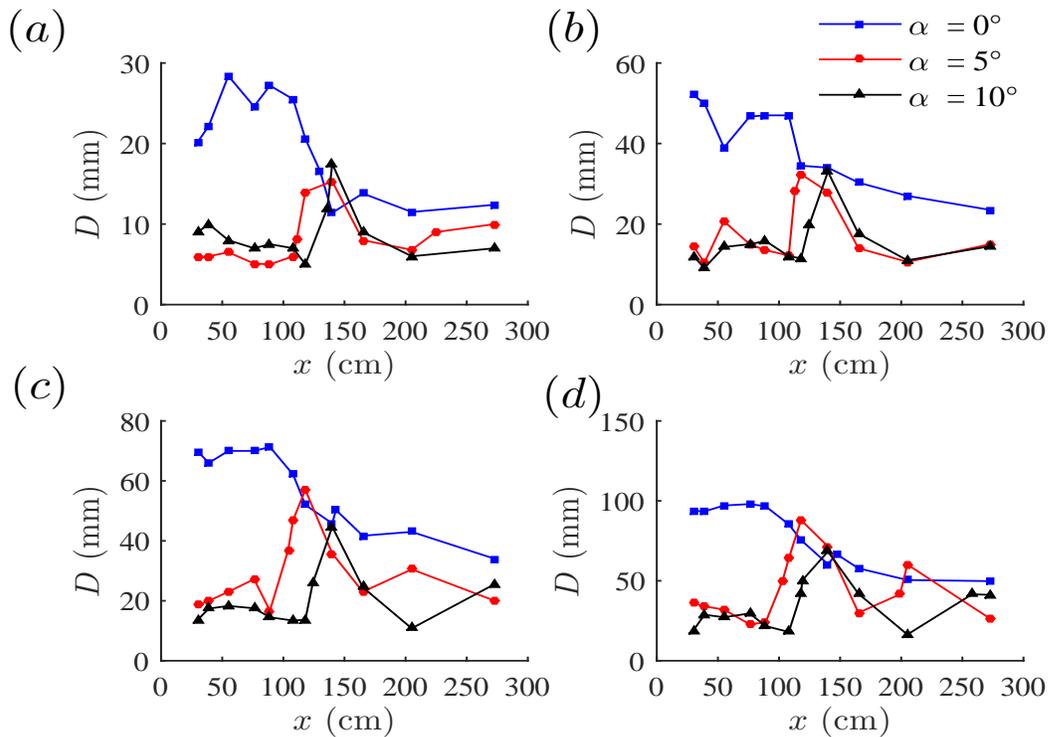


FIGURE 3.3 – Profil de la hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal pour différentes pentes α et $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

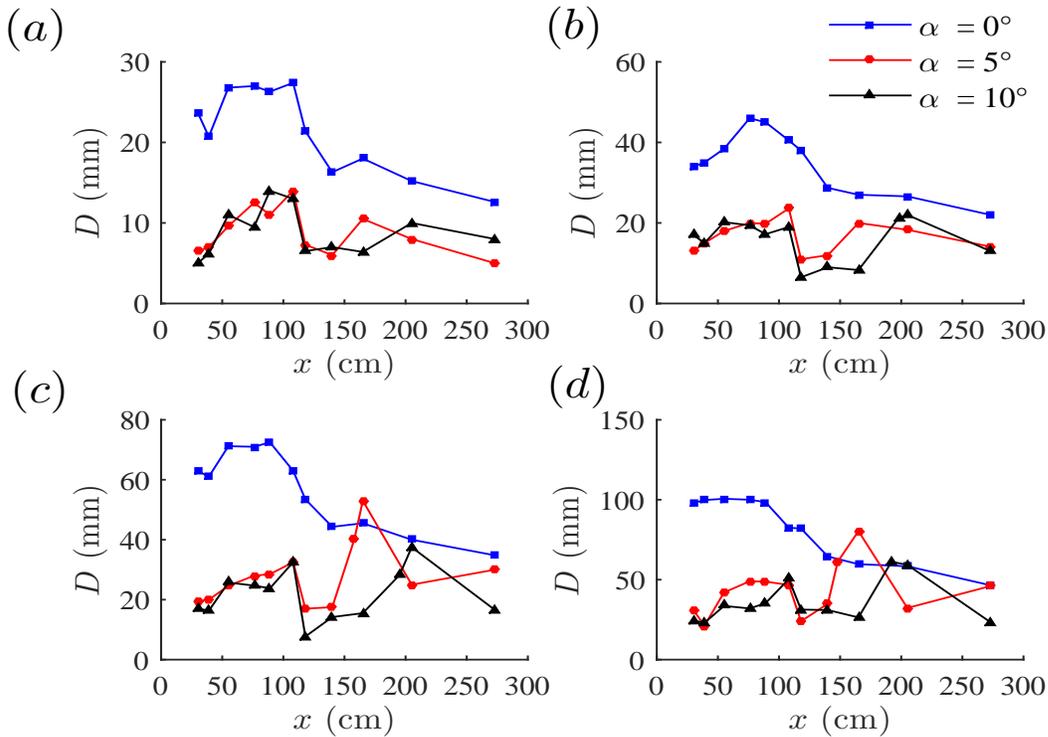


FIGURE 3.4 – Profil de la hauteur d'eau le long des parois du canal principal pour différentes pentes α et $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

Comparaison des hauteurs d'eau pour le canal principal à la position horizontale, ($\alpha = 0$), à différentes pentes β du canal en marches d'escalier

Les Figure 3.5 et 3.6, représentent les hauteurs d'eau mesurées pour différentes pentes du canal en marche d'escalier et différents débits, pour $\alpha = 0^\circ$, le long de l'axe du canal et des parois latérales respectivement. De l'entrée du canal jusqu'à la sortie du convergent, les graphes ont la même allure. La hauteur d'eau augmente au niveau du convergent, puis diminue juste à la sortie du convergent ($x = 108$ cm) sauf pour $\beta = 0^\circ$ où on observe une augmentation considérable de la hauteur d'eau à la sortie du convergent jusqu'à la fin du deuxième canal prismatique. Cette augmentation est due à l'onde de retour provoquée par les marches d'escalier qui se propage de l'aval à partir des marches d'escaliers jusqu'à la partie convergente du canal principal.

Pour $\beta = 22,5^\circ$, une augmentation de la profondeur d'eau à la fin du canal, moins importante que celle de $\beta = 0^\circ$ est observée, elle se propage jusqu'au dernier tiers du canal principal, elle est due à l'onde de retour provoquée par les marches. Plus le débit est faible, plus cette onde de retour est plus visible et plus grande, l'augmentation de la hauteur d'eau due à l'onde de retour varie de 30 à 80 % avec le débit pour $\beta = 0^\circ$. Pour

$\beta = 45^\circ$, il n'existe aucune onde de retour. La Figure 3.7, montre l'onde de retour à la fin du canal principal.

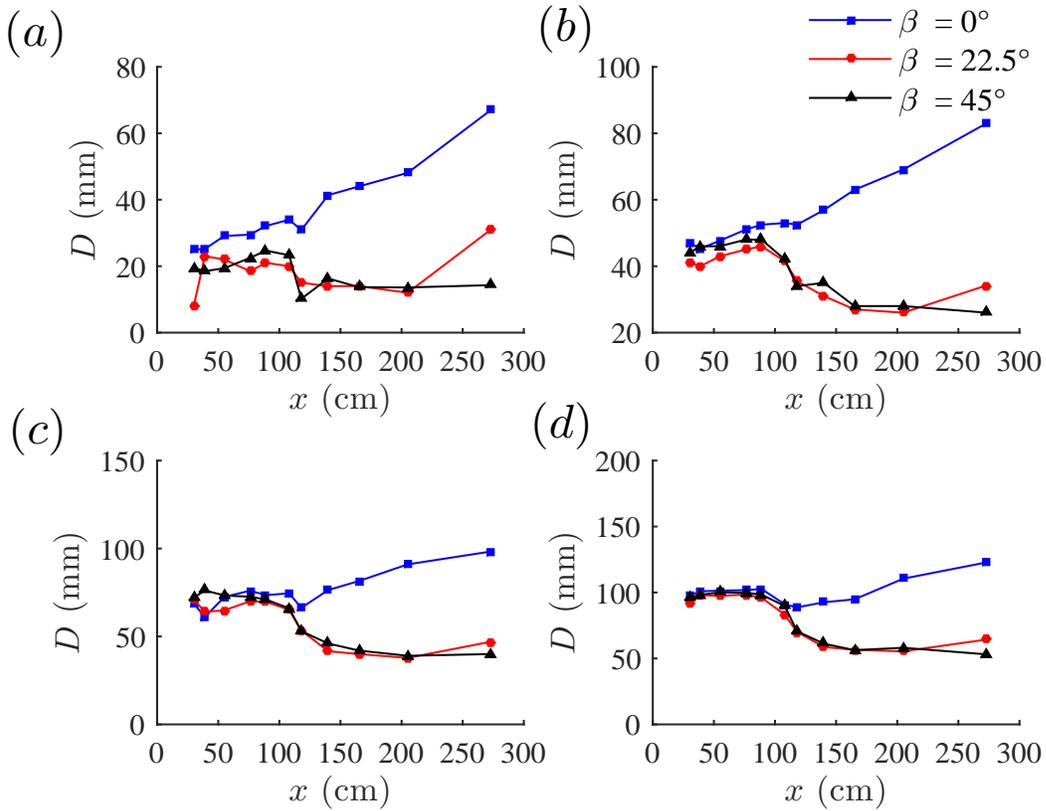


FIGURE 3.5 – Profil de la hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal pour $\alpha = 0^\circ$ et pour différentes pentes β , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

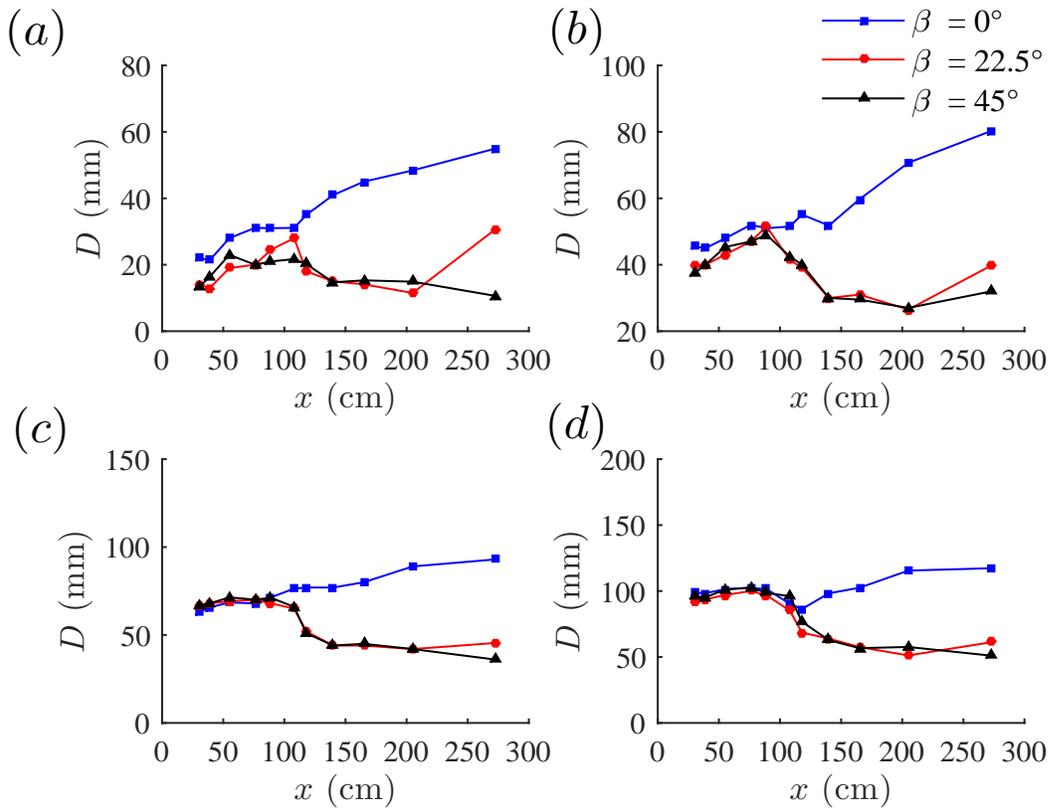


FIGURE 3.6 – Profil de la hauteur d'eau le long des parois du canal principal pour $\alpha = 0^\circ$ et pour différentes pentes β , pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).



FIGURE 3.7 – L'onde de retour à la fin du canal principal, pour $Q_2 = 2,1$ L/s et $\beta = 22,5^\circ$

Comparaison des hauteurs d'eau à différentes pentes α pour un canal en marches d'escalier à fond triangulaire, ($\beta = 0$)

Les Figures 3.8 et 3.9 représentent les hauteur d'eau mesurées pour $\alpha = 5^\circ$ et 10° et différents débits, à l'axe central et aux parois latérales, respectivement.

Au niveau des parois du canal, dans la partie convergente, on observe une surélévation de la hauteur d'eau, qui est due à la création des ondes transversales. Une surélévation de la hauteur d'eau à l'aval du convergent est observée à l'axe central du canal, cette surélévation est due à l'intersection des ondes transversales provoquées par le convergent. Pour $Q_1 = 2,1$ L/s, l'onde de retour due à la présence des marches d'escalier à l'aval du canal, augmente considérablement la hauteur d'eau à la fin du deuxième canal prismatique pour $\alpha = 5^\circ$. Pour $\alpha = 10^\circ$, l'effet de l'onde de retour a disparu car la pente du canal favorise l'écoulement gravitaire. L'effet de l'onde de retour causée par les marches est absent pour les deux pentes $\alpha = 5^\circ$, $\alpha = 10^\circ$, pour les autres débits et l'augmentation de la hauteur d'eau à l'aval du canal est due à la deuxième intersection des ondes transversales et non pas aux ondes de retour.

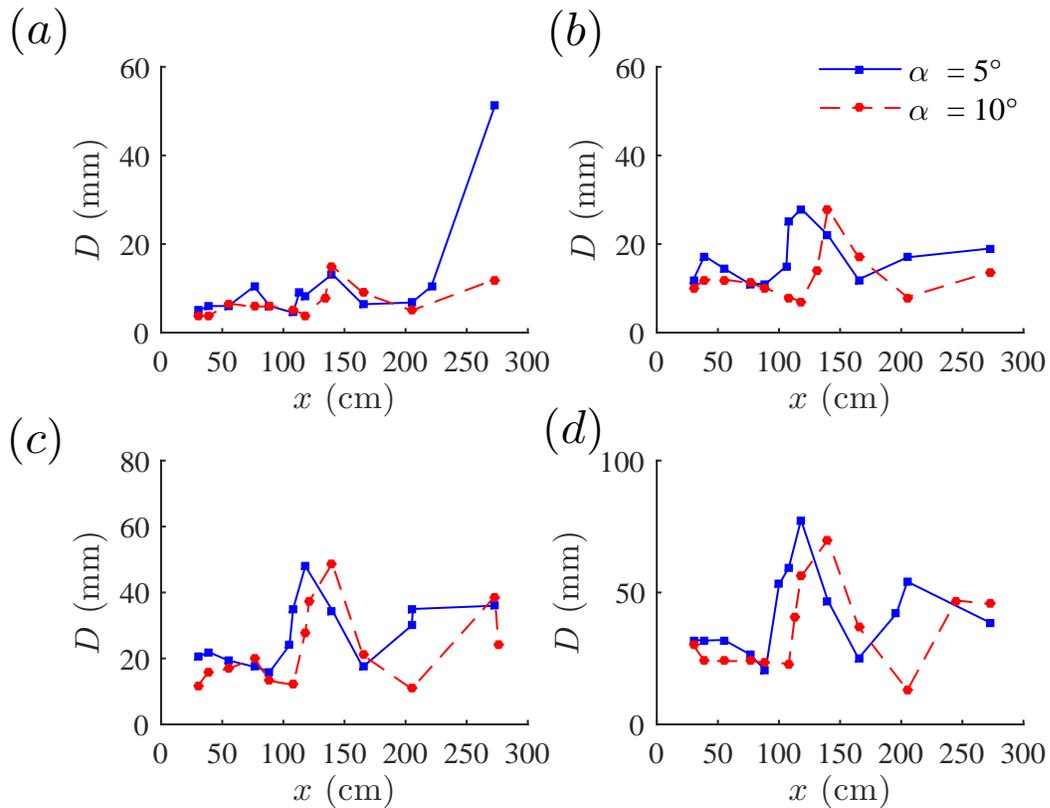


FIGURE 3.8 – Hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal dans le cas de $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

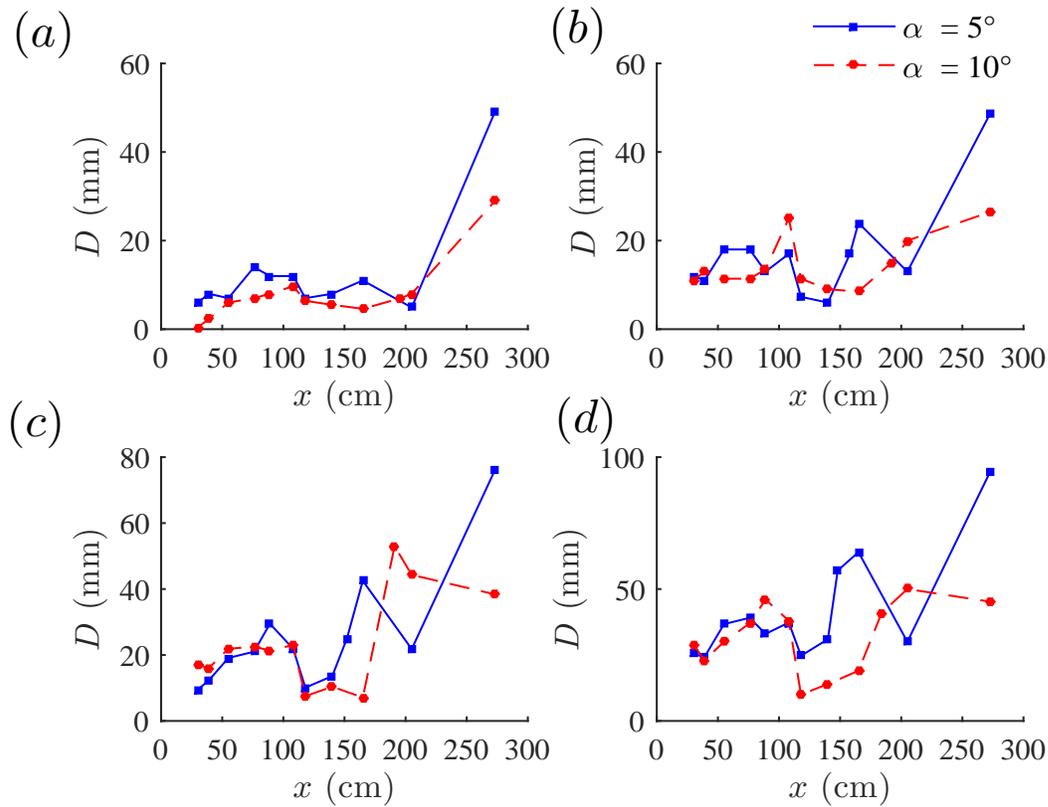


FIGURE 3.9 – Hauteur d'eau le long des parois du canal principal dans le cas de $\beta = 0^\circ$, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

Comparaison des hauteurs d'eau pour des pentes α et β non nulles

Les Figures 3.10 et 3.11 représentent la variation des hauteurs d'eau pour α et β non nulles pour différents débits à l'axe central et aux parois latérales du canal principal respectivement. A l'axe central, on observe deux surélévations, la première représente la première intersection des ondes transversales provoquées par le convergent et la deuxième représente la deuxième intersection. Aux parois du canal, on observe trois surélévations, la première au niveau du convergent qui est due à la création des ondes transversales, la deuxième représente la réflexion des ondes après leur première intersection au centre du canal principal, la troisième surélévation représente la deuxième réflexion des ondes après leur deuxième intersection au centre du canal. La Figure 3.12 représente ces différentes intersections des ondes transversales.

Pour une pente non nulle, le point d'intersection des ondes transversales se déplace vers l'aval avec l'augmentation de la pente. Pour une même pente, en augmentant le débit, le point d'intersection des ondes transversales se déplace légèrement vers l'amont. La distance entre les différents points d'intersection augmente avec l'augmentation de la

pende : pour une même longueur du canal prismatique, le nombre de points d'intersection diminue avec l'augmentation de la pente.

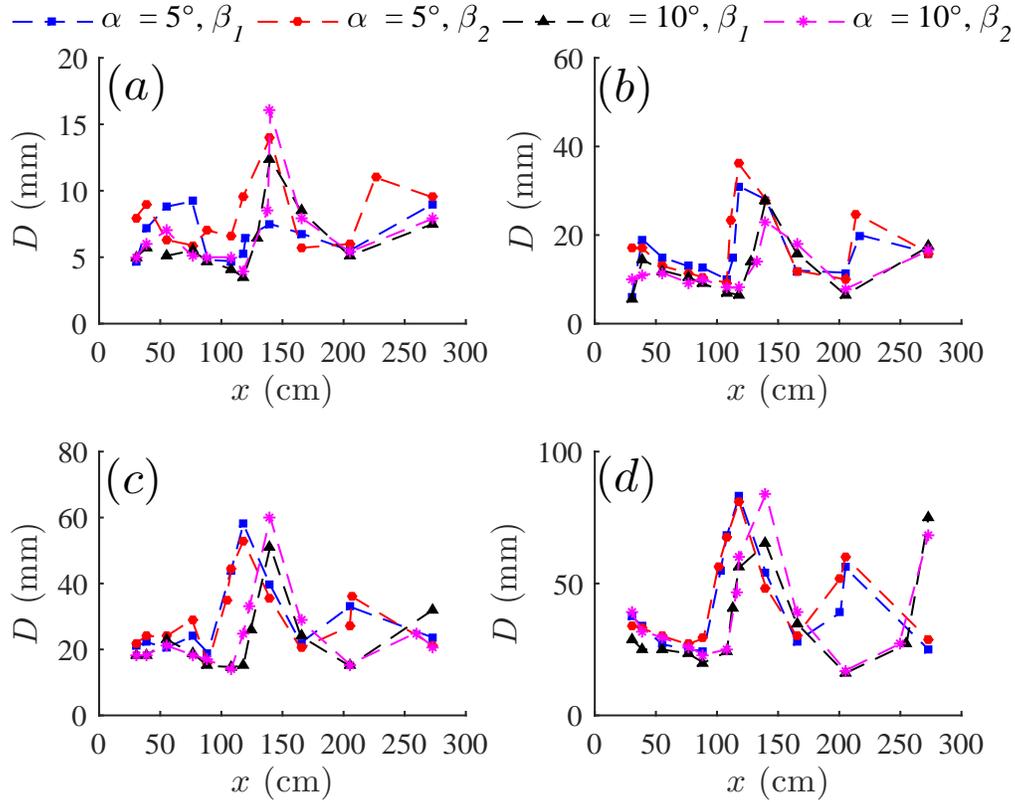


FIGURE 3.10 – Hauteur d'eau le long de l'axe du canal principal dans les cas β et α non nulles ($\beta_1 = 22,5^\circ$ et $\beta_2 = 45^\circ$), pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d)

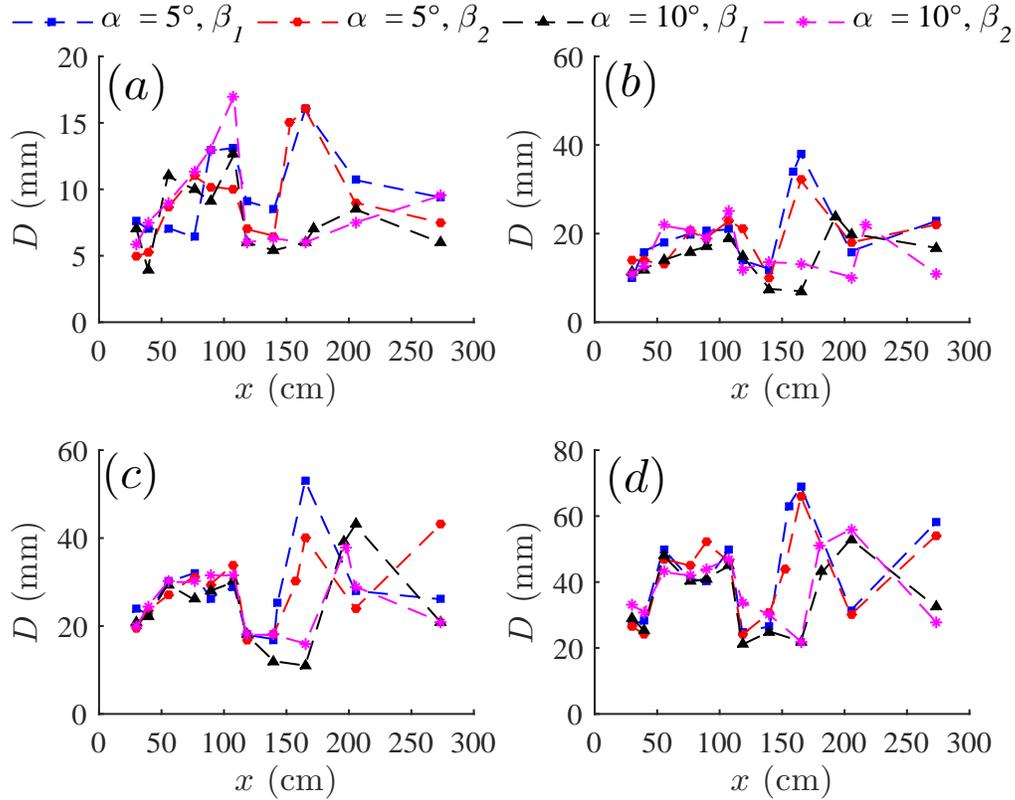


FIGURE 3.11 – Hauteur d'eau le long des parois du canal principal dans les cas β et α non nulles ($\beta_1 = 22,5^\circ$ et $\beta_2 = 45^\circ$), pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d)



FIGURE 3.12 – La propagation de l'onde transversale $Q_4 = 15,1$ L/s, $\alpha = 5^\circ$ et $\beta = 45^\circ$.

3.4.2 Comparaison des vitesses dans le canal principal

Les vitesses dans le canal principal pour différentes pentes α en absence des marches d'escaliers

La Figure 3.13 montre les points de mesure des vitesses sur le canal principal. La Figure 3.14 représente les vitesses mesurées le long de l'axe et des parois du canal à différents débits, pour différentes pentes du canal principal ($\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$) et sans présence des marches d'escalier, ces vitesses sont moyennées selon la profondeur. On remarque que la vitesse moyenne le long de l'axe et des parois augmente avec l'augmentation de la pente. Pour une pente nulle, les vitesses sont toujours les plus faibles, elles augmentent progressivement tout le long du canal. A l'axe du canal et pour des pentes non nulles, les vitesses augmentent progressivement dans la partie convergente du canal pour les faibles débits et rapidement pour Q_4 . A l'aval du convergent, les vitesses augmentent brusquement car les ondes transversales qui se créent au niveau des parois du convergent se rencontrent à l'aval de ce dernier en créant un jet (Figure 3.12). Pour Q_2 , le jet disparaît à la fin du canal et les ondes transversales touchent les parois du canal, donc on observe une diminution de la vitesse à la fin du canal. Les vitesses sont grandes au niveau des points d'intersection des ondes transversales, elles augmentent à l'aval de ces points jusqu'à ce que le jet qui se crée arrive à sa fin, plus le débit est grand, plus le jet sera plus long et sa vitesse est plus grande. Aux parois du canal, pour les pentes non nulles, les vitesses dans la partie convergente sont plus grandes que celles du centre car les premières ondes transversales se créent au niveau des parois du canal. Le pic des vitesses se trouve à la sortie de la partie convergente. Les vitesses dans la partie prismatique à l'aval du convergent sont plus faibles, sauf à la fin du canal, où les vitesses augmentent car les ondes transversales se rencontrent une deuxième fois au niveau des parois.

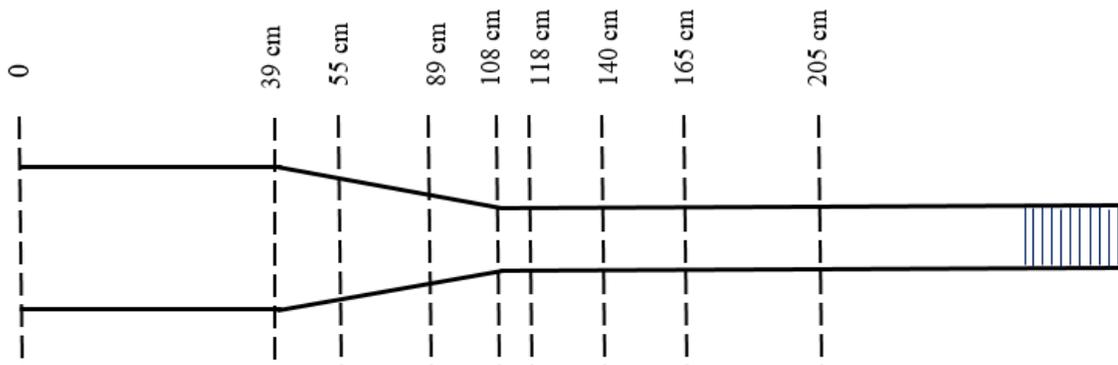


FIGURE 3.13 – Les points de mesures des vitesses dans le canal principal.

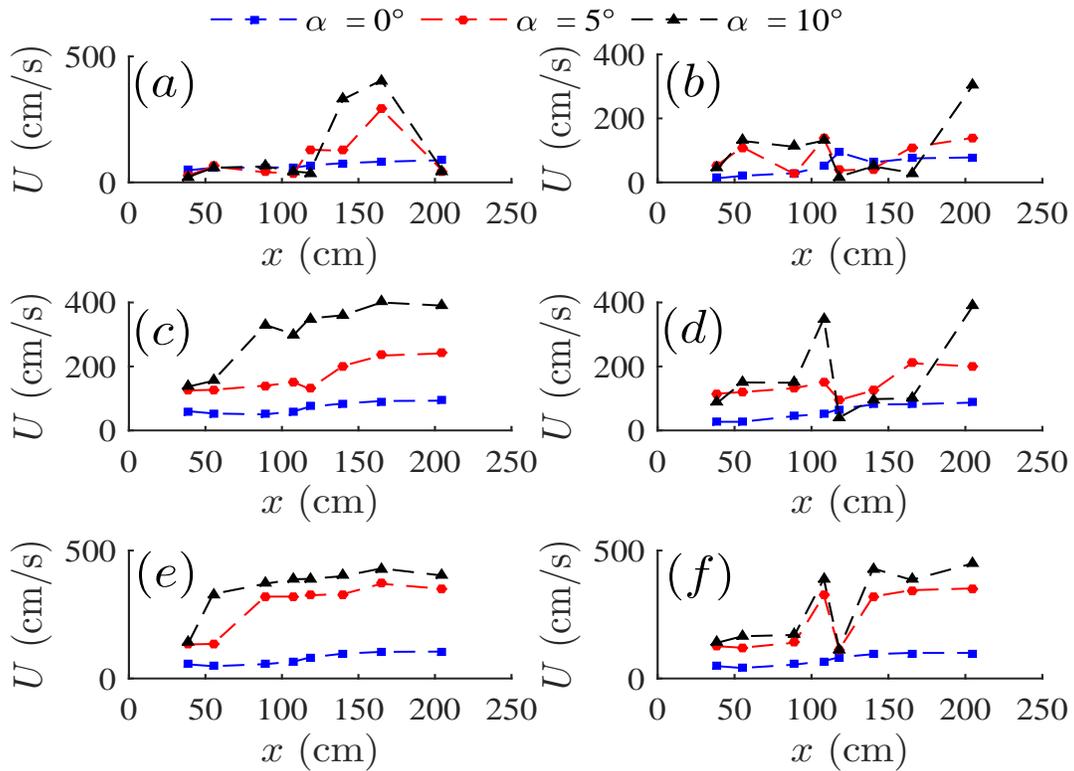


FIGURE 3.14 – Vitesses moyennes le long du canal principal pour différentes pentes α et en absence des marches d'escalier à différents débits, (a) $Q_2 = 5,5$ L/s (axe central du canal), (b) $Q_2 = 5,5$ L/s (parois du canal), (c) $Q_3 = 9,6$ L/s (axe central du canal), (d) $Q_3 = 9,6$ L/s (parois du canal), (E) $Q_4 = 15,1$ L/s (axe central du canal) et (F) $Q_4 = 15,1$ L/s (parois du canal).

3.5 Résultats dans le canal en marches d'escalier

3.5.1 Comparaison des hauteurs d'eau dans le canal en marches d'escalier

Comparaisons des hauteurs d'eau dans le canal en marches d'escalier pour $\beta = 0^\circ$, et différentes pente α .

Les Figures 3.15 et 3.16 représentent les hauteurs d'eau mesurées le long de l'axe et des parois du canal pour $\beta = 0^\circ$ et pour trois pentes différentes du canal principal ($\alpha = 0^\circ$, 5° et 10°) et pour différents débits. A l'entrée du canal pour $\alpha = 0^\circ$, l'allure de la hauteur est la plus élevée puis celle de $\alpha = 5^\circ$ et tout en bas celle de $\alpha = 10^\circ$.

Pour $\alpha = 10^\circ$, au début du canal en marches d'escalier, la hauteur d'eau est inférieure

par rapport aux deux autres pentes. Mais après la première marche, elle augmente dans le centre du canal, car un jet est créé. Sur les parois, elle reste inférieure par rapport aux deux autres pentes, et cela sur plusieurs marches, ce qui confirme que le jet à la forme d'un convergent. Pour les faibles débits (Q_1 et Q_2), le jet diverge dès qu'il tombe au milieu des marches d'escalier. Pour les autres débits, la divergence n'est pas observée car le jet tombe à l'aval du canal en marches d'escalier. Ce jet convergent-divergent est la suite de la propagation des ondes transversales dans le canal principal.

Pour $\alpha = 0^\circ$ et pour tous les débits et pour $\alpha = 5^\circ$ et $Q_1 = 2,1$ L/s, il n'y a pas de jet apparent car l'onde de retour qui se crée ne permet pas aux ondes transversales de se propager dans le canal en marches d'escalier.

Pour $\alpha = 5^\circ$ et Q_2, Q_3 et Q_4 , les jets tombent sur la troisième, la cinquième et la sixième marches respectivement, puis divergent.

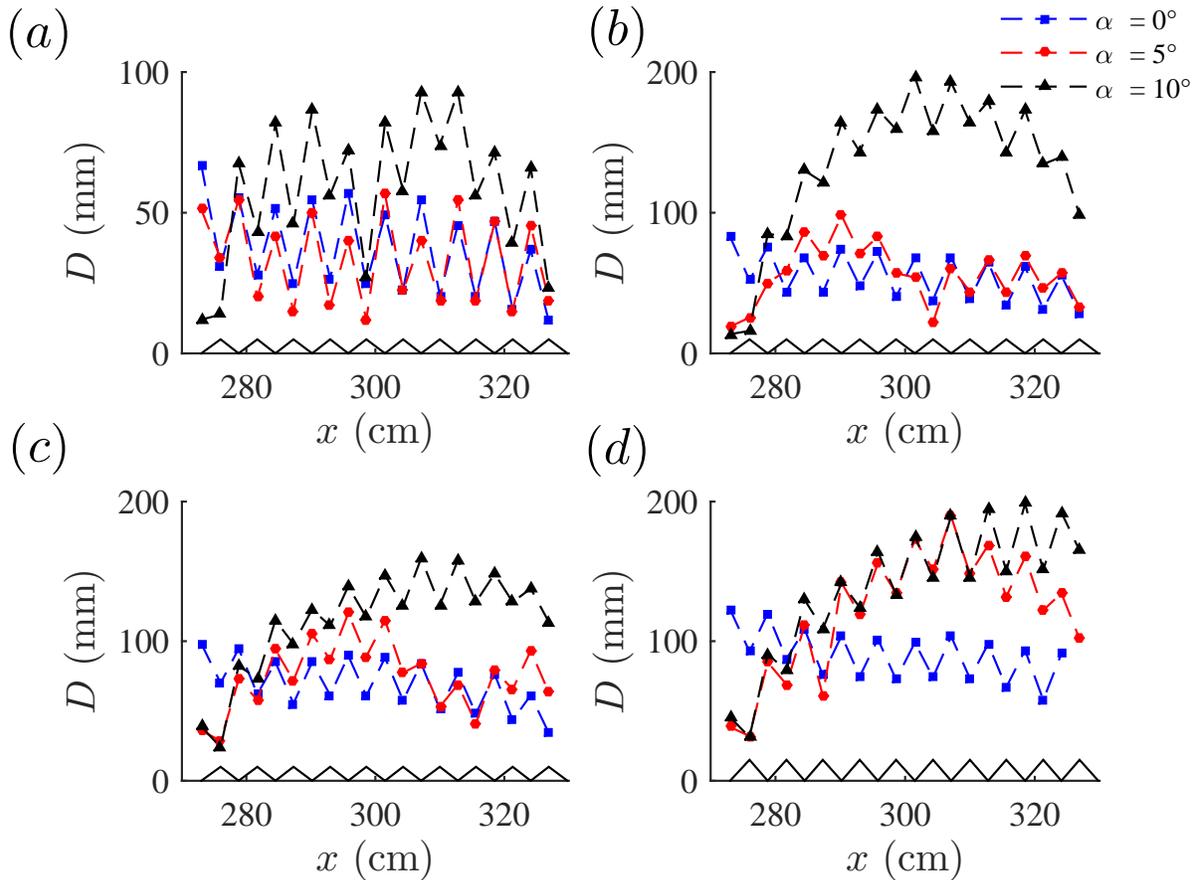


FIGURE 3.15 – Hauteurs d'eau le long de l'axe du canal en marches d'escalier pour $\beta = 0^\circ$ et α variable, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

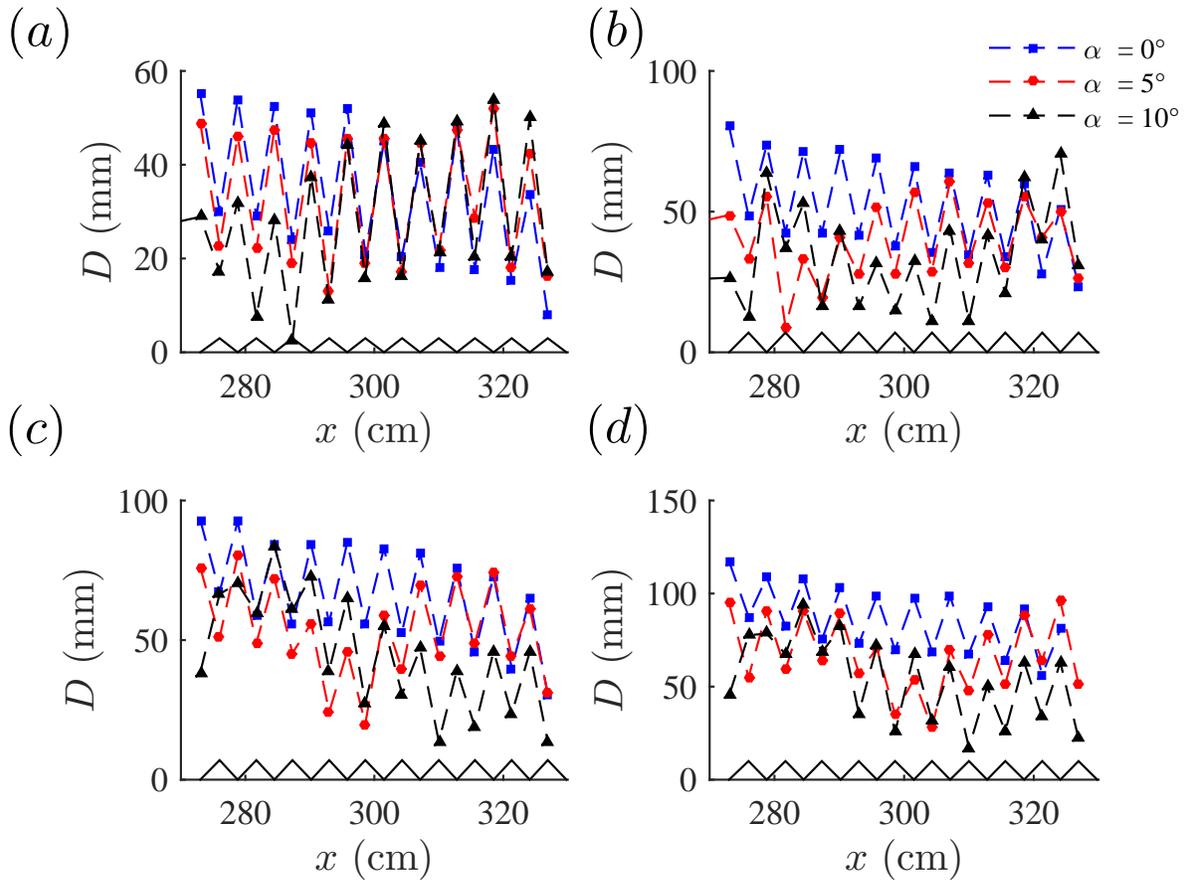


FIGURE 3.16 – Hauteurs d'eau le long des parois du canal en marches d'escalier pour $\beta = 0^\circ$ et α variable, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

Comparaison des hauteurs dans le canal en marches d'escalier pour $\beta = 45^\circ$, et différentes pente α

Les Figures 3.17 et 3.18 représentent la hauteur d'eau mesurée le long de l'axe et des parois du canal respectivement pour $\beta = 45^\circ$ (forte pente) et pour trois pentes différentes du canal principal ($\alpha = 0^\circ, 5^\circ$ et 10°) et différents débits.

Pour $\alpha = 0^\circ$ et le plus faible débit, un jet se crée à partir de la première marche, ce jet tombe sur la troisième marche puis diverge ce qui augmente la hauteur sur les parois du canal. Plus le débit augmente plus le jet tombe sur la marche plus lointaine, pour le plus grand débit, il tombe sur la cinquième marche. Pour $\alpha = 5^\circ$ et le plus faible débit, la chute du jet sur la dernière marche du canal fait que l'allure prend le chemin d'un projectile tout en suivant une forme convergente. Au niveau de la paroi, la hauteur diminue car le jet est convergent, puis elle augmente quand il tombe et diverge. Le jet tombe à l'extérieure du canal pour des débits plus grands. Pour $\alpha = 10^\circ$ et le plus faible débit, l'allure de la

hauteur croît rapidement au niveau de l'axe central car il y a formation d'un grand jet divergent qui tombe en dehors du canal. Pour les plus grand débits, l'allure des hauteurs au niveau de l'axe central et même au niveau de la paroi latérale, croient rapidement ce qui est dû aux jets d'eau qui tombent en dehors du canal, car les débits sont très grand par rapport aux dimensions des marches d'escalier.

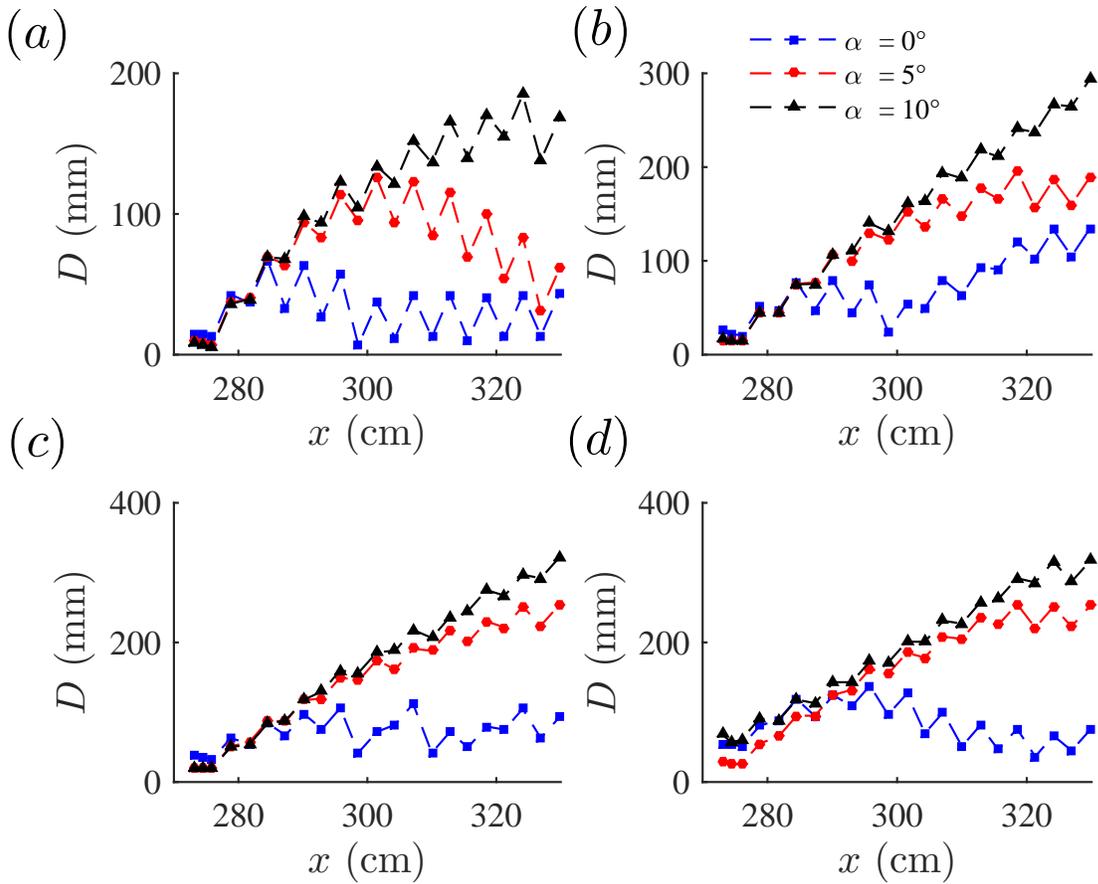


FIGURE 3.17 – Hauteurs d'eau le long de l'axe du canal en marches d'escalier pour $\beta = 45^\circ$ et α variable, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

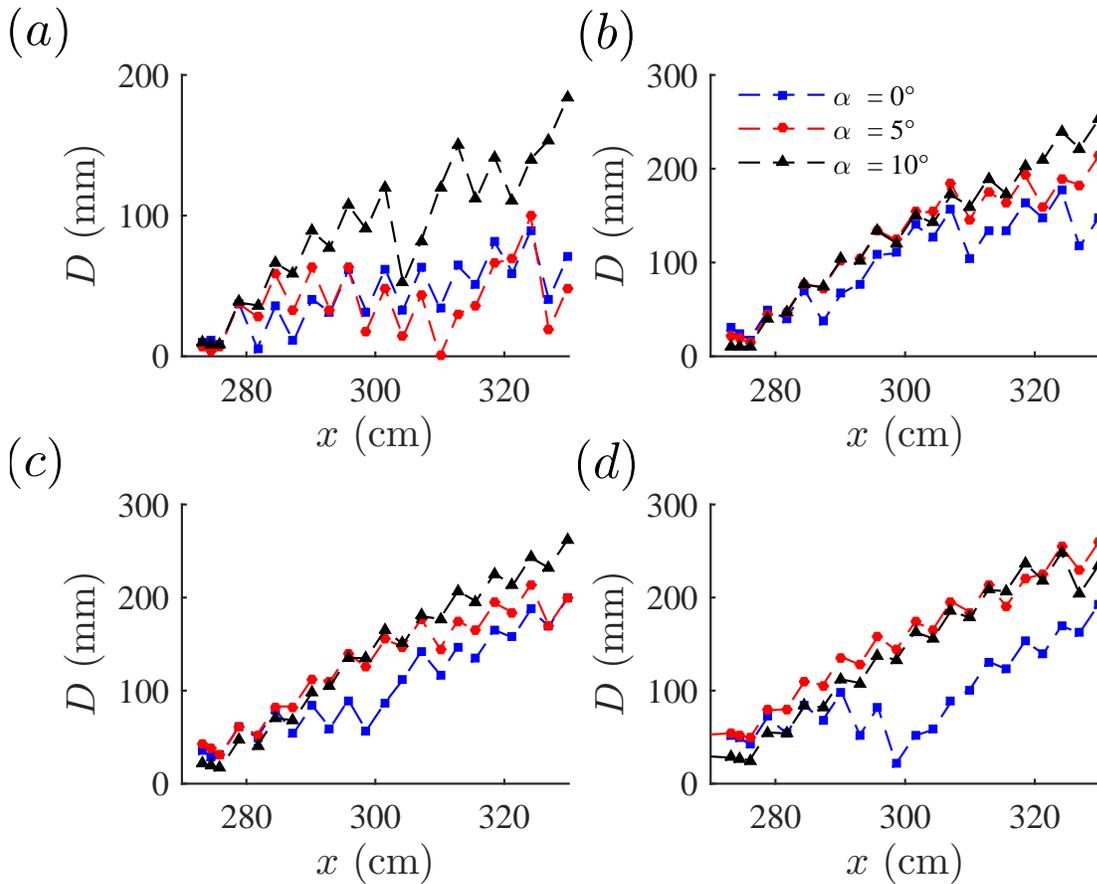


FIGURE 3.18 – Hauteurs d'eau le long des parois du canal en marches d'escalier pour $\beta = 45^\circ$ et α variable, pour $Q_1 = 2,1$ L/s (a), $Q_2 = 5,5$ L/s (b), $Q_3 = 9,6$ L/s (c) et $Q_4 = 15,1$ L/s (d).

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir l'effet de la variation de l'angle α sur la propagation des ondes transversales et la variation de l'angle β sur les ondes de retour. On a obtenu les résultats suivants :

- La position du point de rencontre des ondes transversales dépend du débit Q et de la pente du canal principal α : il se déplace vers l'aval du canal pour $\alpha = 0^\circ$ et vers l'amont pour $\alpha \neq 0^\circ$, lorsque les débits augmentent. À débit égal, il se déplace en aval lorsque la pente augmente,
- Le nombre d'intersections d'ondes transversales dans le canal principal dépend de sa longueur et de sa pente : pour $\alpha \leq 10^\circ$, on observe deux intersections et pour $\alpha \geq 20^\circ$, une seule intersection est observée,
- Pour $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 0^\circ$ et différents débits et pour $0 \leq \alpha \leq 5^\circ$, $0 \leq \beta \leq 22,5^\circ$

et uniquement pour un faible débit, les ondes de retours sont prépondérantes par rapport aux ondes transversales. Dans les autres cas, les ondes transversales sont toujours prépondérantes et continuent à se croiser jusqu'à atteindre les marches d'escalier.

Chapitre 4

Chapitre 4

Expériences sur un canal avec rugosité de fond et macro-rugosités

4.1 Introduction

Les écoulements dans les rivières ont un comportement très complexe, la présence d'éléments de rugosité dans une plaine inondable est une source de complexité supplémentaire pour la détermination des caractéristiques des écoulements de crue extrême. Des expériences dans un canal artificiel muni d'une rugosité de fond de type prairie et de macro-rugosités émergées ou faiblement immergées, de géométrie cubique, ont été effectuées. L'espacement longitudinal et transversal entre les cubes est constant, (Distribution alignée), [Chetibi et al. \(2019b\)](#).

Nous voulons déterminer : l'impact de la présence de ces deux types de rugosité sur les modèles traditionnels de couches limite, l'effet de la submergence relative de l'élément de macro-rugosité, de la transition entre des macros-rugosités submergées et émergées, et de la non-uniformité de l'écoulement sur le seiching, et l'effet de ce dernier sur les vitesses moyennes et les fluctuations turbulentes.

Pour cela, nous avons testé deux écoulements uniformes pour deux débits différents : un écoulement avec des macro-rugosités complètement émergées et un écoulement avec des macro-rugosités complètement submergées. Ces deux écoulements sont les références des écoulements non uniformes accélérés. Sur la base de ces deux écoulements uniformes, nous avons accéléré nos écoulements en utilisant deux conditions aval pour chaque écoulement, ce qui nous a donné quatre écoulements accélérés. Un seul écoulement accéléré a été étudié par la suite pour chaque débit.

Des mesures des hauteurs d'eau (valeur moyenne et fluctuations temporelles) et de vitesses pour différentes positions longitudinales et transversales ont été effectuées.

4.2 Expériences et méthodologie

4.2.1 Présentation du canal

Des expériences ont été réalisées dans un canal rectangulaire de 18 m de long et de 1 m de large situé dans le Laboratoire d'Hydraulique et d'Hydromorphologie d'Irstea Lyon-Villeurbanne. La pente longitudinale du fond est $S_0 = 1,05 \text{ mm/m}$, avec des cubes uniformément répartis, qui désignent les maisons : 119 rangées latérales de cubes sont répartis sur 17,25 m (longueur utile) avec 7 cubes dans chaque rangée (Figure 4.1). Les trois axes x , y et z correspondent aux axes longitudinal, latéral et vertical respectivement. L'origine des x est prise juste au début de la première rangée de cubes, l'origine des y est prise au niveau de la paroi droite du canal (suivant le sens de l'écoulement), l'origine des z est prise en dessus des poils plastifiés qui désignent la prairie, (Figure 4.2) .

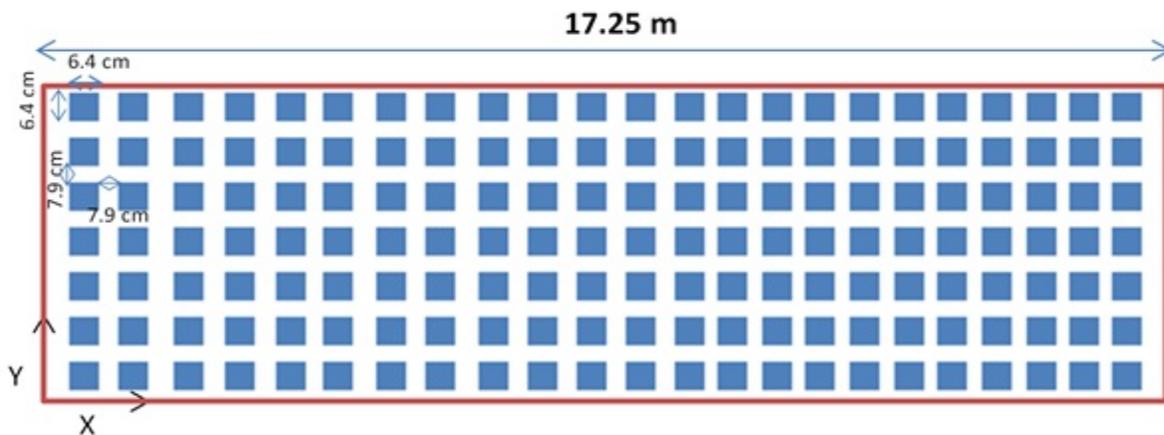


FIGURE 4.1 – Vue schématique en plan xy du canal avec les maisons

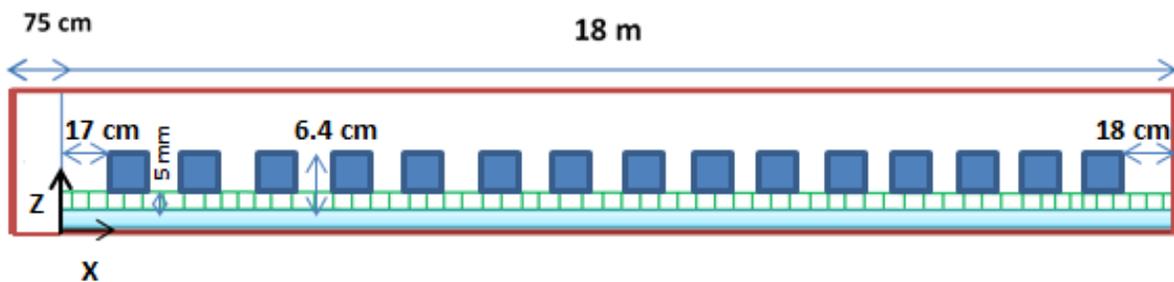


FIGURE 4.2 – Vue schématique en plan xz du canal avec prairie et maisons

Correction des rails

Le niveau des rails présente de légères fluctuations par rapport à la pente moyenne S_0 . Ces fluctuations ont été quantifiées à l'aide d'un plan d'eau mesuré à trois positions latérales : $y = 285,5 \text{ mm}$, $y = 571,5 \text{ mm}$ et $y = 857,5 \text{ mm}$. Ces fluctuations sont présentées sur la Figure 4.3.

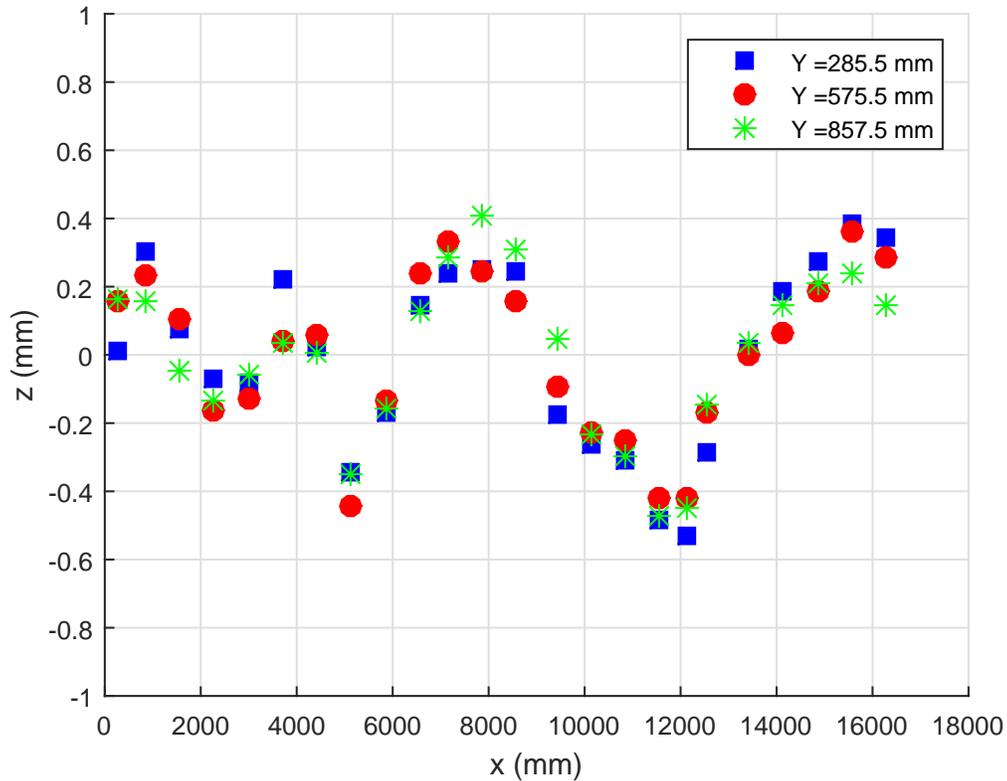


FIGURE 4.3 – Fluctuation du niveau z des rails par rapport à la pente moyenne du canal S_0 .

Topographie du fond du canal

Utilisons les notions suivantes : $D = z_w - \langle z_f \rangle_{x,y}$, avec z_w : cote de la surface libre, $\langle z_f \rangle_{x,y}$: cote du fond moyennée en y et en x et D : la hauteur d'eau. Afin de déterminer les hauteurs d'eau, nous avons besoin de la topographie du fond de notre canal, nous avons pris les mêmes points de mesures (x, y) que pour la correction du niveau des rails. La variation de z_f entre $x = 273,5 \text{ mm}$ et $x = 16283,5 \text{ mm}$ et entre $y = 285,5 \text{ mm}$ et $y = 857,5 \text{ mm}$ par rapport à un plan de référence est de $\pm 0,7 \text{ mm}$, (Figure 4.4).

Le plan de référence est la topographie prise avec correction de la fluctuation des rails et moyennée sur 75 points x du canal. Cela donne un plan de référence horizontal de

$$\langle z_f \rangle_{x,y} = 248,04 \text{ mm.}$$

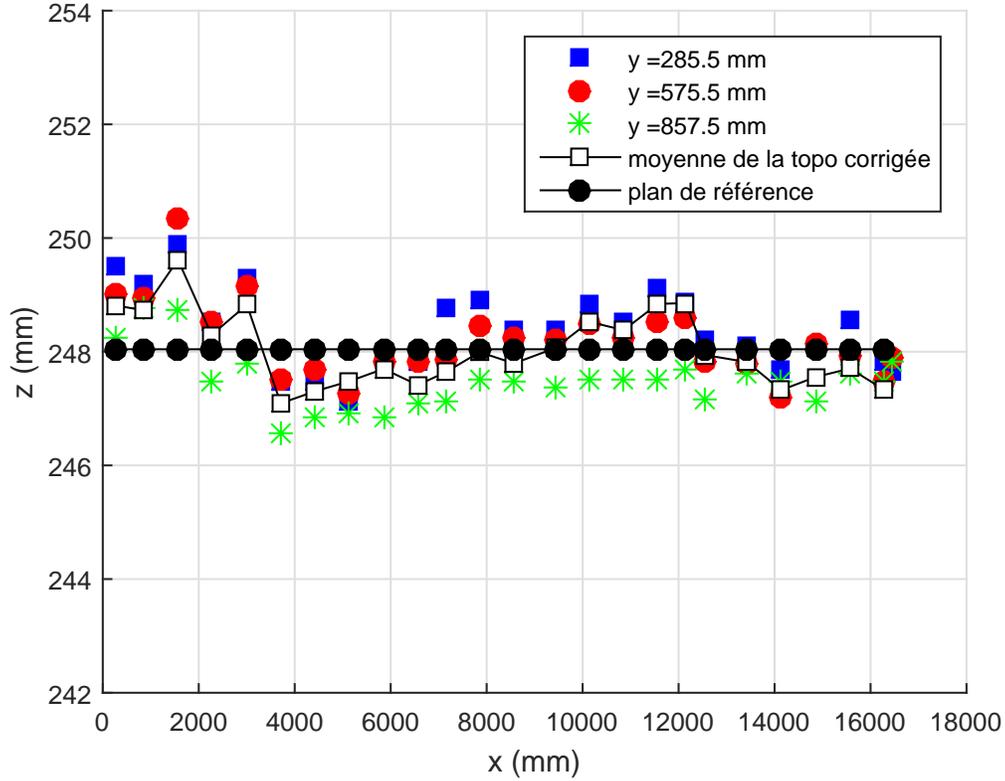


FIGURE 4.4 – Mesure des tirants d’air entre la sonde de l’US et le fond du canal, avec correction de la fluctuation du niveau des rails.

4.2.2 Les cas tests

Utilisons les notations suivantes pour les paramètres géométriques et hydrauliques :

- la largeur du canal : $B = 1000 \text{ mm}$,
- la hauteur moyenne des éléments de macro-rugosité : $h = 5,9 \text{ cm}$,
- la largeur d’un élément de macro-rugosité : $l = 6,4 \text{ cm}$,
- la distance entre deux éléments de macro-rugosité : $L = 14,3 \text{ cm}$,
- la profondeur de l’écoulement : D ,
- la vitesse débitante : $U_Q = \frac{Q}{DB}$,
- la hauteur des poils plastifiés : $\epsilon = 5 \text{ mm}$,
- la densité frontale par unité de surface : $\lambda_f = \frac{Dl}{L^2}$ pour des macro-rugosités émergées et $\lambda_f = \frac{hl}{L^2}$ pour des macro-rugosités submergées,
- Le nombre de Froude : $Fr = \frac{U_Q}{\sqrt{gD}}$,

- le nombre de Reynolds basé sur la largeur de l'élément de macro-rugosité : $Re = \frac{U_Q l}{\nu}$ avec ν la viscosité cinématique = 10^{-6} m²/s.

Nous avons traité deux écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0* : un écoulement avec macro-rugosités complètement émergées à $D/h = 0,98$ ce qui correspond à $Q_1 = 3,5$ L/s et un écoulement avec des macro-rugosités complètement submergées à $D/h = 1,2$ ce qui correspond à $Q_2 = 5,7$ L/s, ('U', 'Q', 'W', font référence respectivement, à l'écoulement uniforme, le débit et les hauteurs du déversoir en aval). Nous avons traité quatre écoulements accélérés avec ces deux débits : deux écoulements avec le seuil aval W1 : AQ1W1 et AQ2W1 et deux écoulements plus accélérés avec le seuil aval W2 : AQ1W2 et AQ2W2, ('A', fait référence à l'écoulement accéléré). Le tableau 4.1 montre les écoulements et les paramètres étudiés :

Tableau 4.1 – Paramètres hydrauliques des cas tests.

Cas tests	Q (l/s)	D (mm)	D/h	λ_f	U_Q (m/s)	Fr	$Re \cdot 10^3$	W (mm)
UQ1W0	3,5	58	0,98	0,18	0,06	0,08	3,88	40
AQ1W1	3,5	∈[51-38]	∈[0,86-0,64]	∈[0,16-0,12]	∈[0,07-0,09]	∈[0,09-0,15]	∈[4,39-5,89]	20
AQ1W2	3,5	∈[51-28]	∈[0,86-0,47]	∈[0,16-0,09]	∈[0,07-0,13]	∈[0,09-0,24]	∈[4,39-8,00]	10
UQ2W0*	5,7	71	1,2	0,19	0,08	0,10	5,14	47
AQ2W1	5,7	∈[68-46]	∈[1,13-0,78]	∈[0,19-0,14]	∈[0,08-0,12]	∈[0,10-0,16]	∈[5,36-7,39]	20
AQ2W2	5,7	∈[68-36]	∈[1,13-0,61]	∈[0,19-0,11]	∈[0,08-0,16]	∈[0,10-0,27]	∈[5,36-10,13]	10

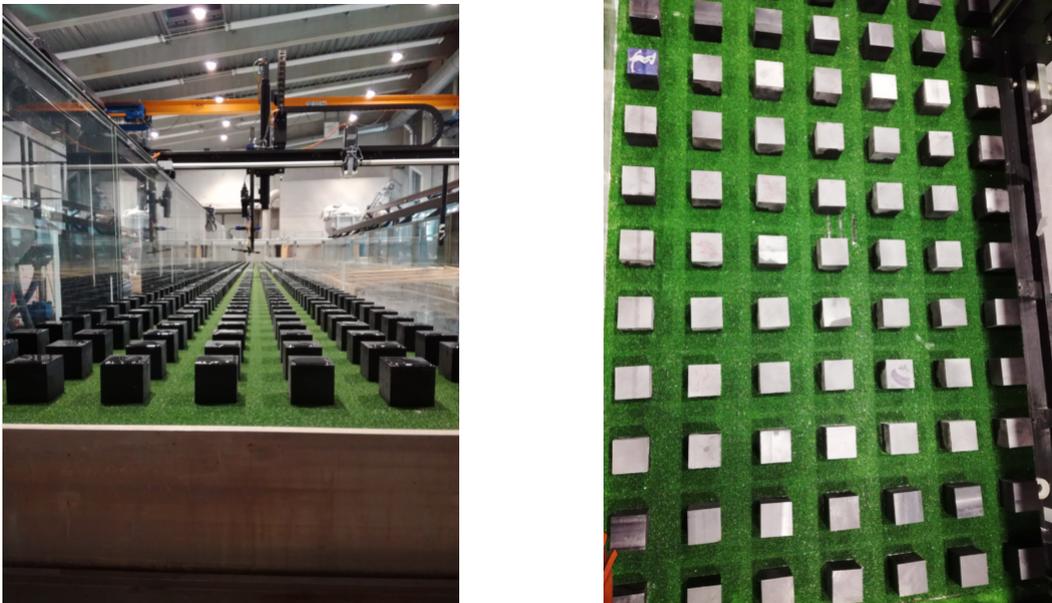


FIGURE 4.5 – Vue de l'aval du canal 18m×1m, avec seuil déversant W à gauche, vue de dessus des modèles de maisons à droite.

4.2.3 Techniques de mesure

Mesure des débits

Nous voulons obtenir tout d'abord un écoulement uniforme émergé UQ1W0 avec $D/h = 0,98$. Nous avons utilisé l'équation de [Ludeña et al. \(2017\)](#).

$$Q/B = \sqrt{DS_0} \sqrt{\frac{2g \left(1 - \frac{l^2}{L^2}\right)}{C_d \lambda_f + C_b \left(1 - \frac{l^2}{L^2}\right)}} \quad (4.1)$$

- la force de trainée des macro-rugosités : $F_d = \frac{1}{2} \rho C_d U^2 D l$,
- la force de friction du lit : $F_b = \frac{1}{2} \rho C_b U^2 (L^2 - l^2)$,
- Notant que R_d est fonction de la densité frontale $R_d = C_d \lambda_f = 0,4391 \lambda_f^2 + 1,367 \lambda_f$ et $R_b = C_b \left(1 - \frac{l^2}{L^2}\right)$, sachant que R_b sera négligeable devant R_d pour $\lambda_f > 0,1$,
- le nombre de Reynolds pour un élément de macro-rugosité $R_l = U_Q l / \nu$

La formule n'est applicable que si les différents paramètres sont inclus dans la gamme étudiée par [Ludeña et al. \(2017\)](#). Les paramètres de l'écoulement UQ1W0 sont présentés dans le tableau 4.2. La formule a donné un débit $Q = 3,45$ L/s. Le débit a été régulé par des vannes et mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique, ce qui nous a donné $Q_1 = 3,50$ L/s.

Nous voulons obtenir un écoulement uniforme submergé UQ2W0* avec $D/h = 1,2$ dont les paramètres sont présentés dans le tableau 4.2, en utilisant l'équation 4.1. La formule a donné $Q = 4,25$ L/s, après avoir régulé le débit, nous avons obtenu $Q_2 = 5,7$ L/s ce qui confirme que cette formule n'est pas adaptée pour les écoulements submergés.

Tableau 4.2 – Paramètres des écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0* et gamme de variations des paramètres de [Ludeña et al. \(2017\)](#).

Écoulements	l/L	λ_f	D/l	ϵ/D	$Re * 10^3$
UQ1W0	$0,447 \in [0,05-0,45]$	$0,18 \in [0,0016-0,45]$	$0,9 \in [0,8-3]$	$0,086 \in [0,03-0,12]$	$3,4 \in [3-24]$
UQ2W0*	$0,447 \in [0,05-0,45]$	$0,22 \in [0,0016-0,45]$	$1,12 \in [0,8-3]$	$0,07 \in [0,03-0,12]$	$5,1 \in [3-24]$

Mesures des niveaux d'eau et des vitesses

Les niveaux d'eau z_w ont été mesurés à l'aide d'un capteur ultrasons mobile (Baumer UNDK 2016903/S35A), la fréquence d'acquisition est de 50 Hz. La durée d'une mesure change en fonction des tests de convergence. On a pris des profils longitudinaux de niveaux z_w à trois positions latérales : $y_1 = 285,5$ mm (entre la deuxième et la troisième maison), $y_2 = 571,5$ mm (entre la quatrième et la cinquième maison) et $y_3 = 857,5$ mm (entre la sixième et la septième maison). Les points de mesure selon x sont toujours pris

entre deux rangées de maisons avec un pas d'espace variable : $\Delta x \in [400 \text{ mm} - 600 \text{ mm}]$, (Figure 4.6).

Les vitesses ont été mesurées à l'aide d'une sonde ADV latérale (SIDE-LOOKING PROBE, NORTEK VECTRINO VELOCIMETER). La fréquence d'acquisition est de 100 Hz, le temps de mesures par point était de 200 s après avoir effectué plusieurs tests de convergence, (section 4.2.3 : Figures 4.12 et 4.13). Le volume d'échantillonnage d'un ADV peut être estimé comme un cylindre circulaire (6 mm de diamètre et 7 mm de long dans le sens transversal). Les données brutes d'ADV ont été filtrées en utilisant le concept (de-spiking) développé par [Goring and Nikora \(2002\)](#) dans le logiciel WinADV. Des particules de vestosint ont été utilisées pour ensemençer l'écoulement lors des mesures ADV, ces particules ont une vitesse de chute négligeable par rapport à la vitesse de l'écoulement d'après la loi de Stokes. La précision du capteur ADV est de 0,5% de la vitesse mesurée $\pm 1 \text{ mm/s}$ (selon le fabricant).

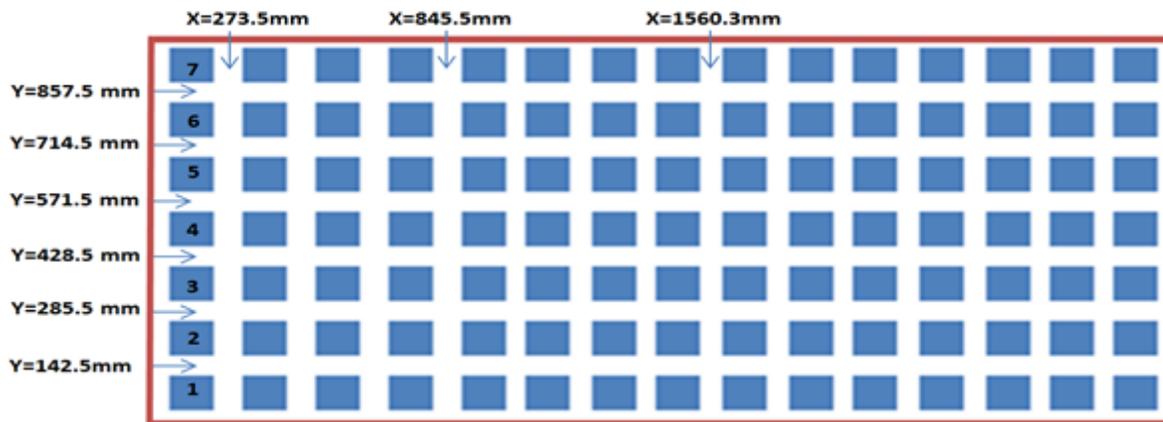


FIGURE 4.6 – Positions latérales y et longitudinales x des points de mesures de niveau d'eau z_w .

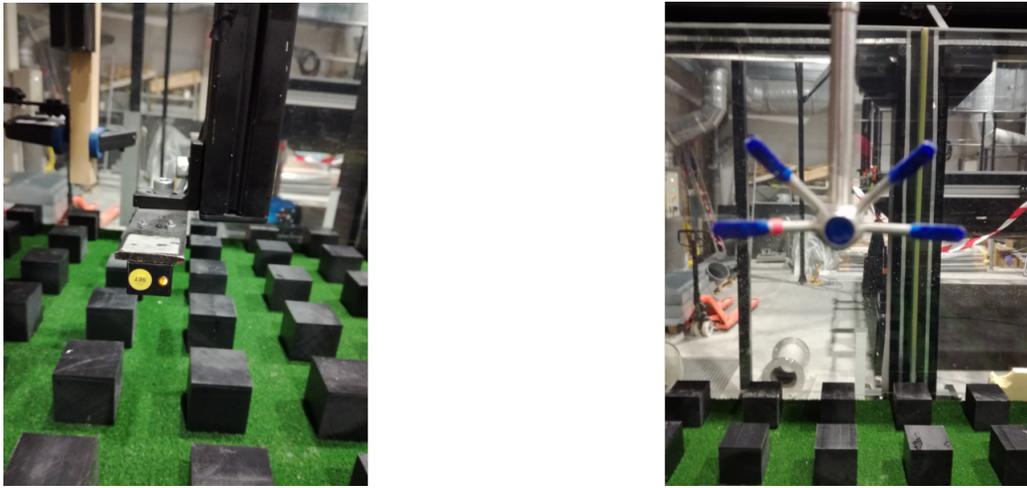


FIGURE 4.7 – Sonde à ultrason (gauche) et Vélocimètre Acoustique Doppler (droite).

Incertitude de mesure du niveau d'eau

L'erreur totale d'une mesure est égale à la somme des erreurs aléatoires et systématiques. Les erreurs systématiques se présentent lorsque l'appareil utilisé est défectueux, elles se cumulent par une simple addition. Les erreurs aléatoires sont dues à la précision de l'appareil donnée par le constructeur et à l'incertitude évaluée par les méthodes statistiques. Notons Δz_w l'erreur totale sur le niveau z_w , les erreurs aléatoires de nature différente s'additionnent quadratiquement sur une même mesure. L'addition quadratique donne un résultat plus faible que l'addition en module. On peut le comprendre physiquement : la probabilité pour que $x + y$ s'écarte de sa valeur moyenne de plus d'un écart type est plus faible que la somme des probabilités correspondantes pour x et y . En effet, x et y peuvent s'écarter simultanément de leur valeur moyenne de plus d'un écart-type sans qu'il en soit de même pour leur somme (Bally and Berroir (2010)). Donc Δz_w est calculé par la formule suivante : $\Delta z_w = \pm \sqrt{\sum \sigma_{erreur}^2}$

$$\Delta z_w = \pm \sqrt{\sigma_{appareil}^2 + \sigma_{statistique}^2}$$

$$\Delta z_w = \pm \sqrt{\sigma_{appareil}^2 + \sigma_{statistique}^2}$$

Selon le constructeur, l'erreur de la résolution est inférieure à 0,3 mm et la reproductivité est inférieure à 0,5 mm. L'erreur sur la moyenne en statistique se calcule par la formule suivante : $\frac{\tau}{\sqrt{n}}\sigma$, où τ est le coefficient de student, n est le nombre de mesures et σ est l'écart-type standard sur les n mesures. On prend généralement $\tau = 2$, pour $n \geq 50$, soit.

$$\Delta z_w = \pm \sqrt{0,3^2 + 0,5^2 + \left(\frac{\tau}{\sqrt{n}}\sigma\right)^2} \quad (4.2)$$

le terme $\left(\frac{\tau}{\sqrt{n}}\sigma\right)^2$ est souvent négligeable car n dans notre cas est très grand $n > 5000$, $\Delta z_w \approx 0,58$ mm.

Incertitude de mesure des vitesses

On appelle Δu l'erreur donnée par le constructeur sur la mesure des vitesses u : $\Delta u = \frac{0,5u}{100} \pm 0,001$ m/s, l'erreur sur la vitesse moyenne $\Delta \bar{u}$ est donnée par : $\Delta \bar{U} = \frac{0,5}{100} \bar{U} \pm 0,001$ m/s. Les erreurs dues aux bruits sont données par le constructeur, elles sont égales à 1% de la plage de vitesse (nous avons pris une plage de 0,3 m/s, c'est-à-dire l'incertitude est égale à 0,003 m/s). D'après [Hurther and Lemmin \(2001\)](#), la vitesse moyenne est indépendante du bruit.

$$\Delta \bar{U}_{totale} = \pm \sqrt{\left(\frac{0,5}{100} \bar{U} + 0,001\right)^2 + \left(\frac{\tau}{\sqrt{n}} \sigma\right)^2} \quad (4.3)$$

On a les contraintes de Reynolds $\tau_{xx} = \rho \overline{u'^2}$ et $\tau_{xy} = \rho \overline{u'v'}$. D'après [Kraus et al. \(1994\)](#), [Voulgaris and Trowbridge \(1998\)](#) et [Strom and Papanicolaou \(2007\)](#), en raison de la géométrie de l'ADV et la nature gaussienne du bruit, le bruit a un effet négligeable sur les vitesses moyennes (\bar{U} , \bar{V}), sur la composante normale de la contrainte de Reynolds parallèle à l'émetteur τ_{yy} et sur la contrainte de cisaillement de Reynolds τ_{xy} .

On a :

- $u = \bar{U} - u'$,
- $\Delta u' = \Delta u + \Delta \bar{U}$,
- $\Delta u' = \frac{0,5u}{100} + \frac{0,5\bar{U}}{100} + 0,001 * 2$,
- $\Delta v' = \frac{0,5v}{100} + \frac{0,5\bar{V}}{100} + 0,001 * 2$, donc :
- $\frac{\Delta u'^2}{u'^2} = \frac{\Delta u'}{u'} + \frac{\Delta u'}{u'}$, $\Delta u'^2 = 2 \left(\frac{\Delta u'}{u'}\right) u'^2$ et $\Delta \overline{u'^2} = 2 \left(\frac{\bar{U} + 0,001 * 2}{u'}\right) \overline{u'^2}$
- $\frac{\Delta u'v'}{u'v'} = \frac{\Delta u'}{u'} + \frac{\Delta v'}{v'}$ et $\Delta \overline{u'v'^2} = \left(\left(\frac{\bar{U} + 0,001 * 2}{u'}\right) + \left(\frac{\bar{V} + 0,001 * 2}{v'}\right)\right) \overline{u'v'^2}$

$$\Delta \tau_{xx} = \pm \sqrt{(\Delta \overline{u'^2})^2 + 0,003^2 + \left(\frac{\tau}{\sqrt{n}} \sigma\right)^2} \quad (4.4)$$

$$\Delta \tau_{yy} = \pm \sqrt{(\Delta \overline{v'^2})^2 + \left(\frac{\tau}{\sqrt{n}} \sigma\right)^2} \quad (4.5)$$

$$\Delta \tau_{xy} = \pm \sqrt{(\Delta \overline{u'v'^2})^2 + \left(\frac{\tau}{\sqrt{n}} \sigma\right)^2} \quad (4.6)$$

Le calcul d'erreur nous aide à déterminer le temps de convergence de la mesure pour chaque composante de vitesse.

Convergence temporelle de la mesure de niveau d'eau

Nous avons effectué des tests de convergence du niveau d'eau z_w , pour les écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0* dans une veine rapide, à $x = 8,5$ m. Pour les écoulements non uniformes AQ1W2 et AQ2W2, nous avons fait les tests de convergences à deux positions différentes : au milieu du canal ($x = 8,5$ m) et plus loin à l'aval ($x = 12,1$ m), et cela pour $y = 428,5$ mm : ce qui correspond à une veine rapide entre la quatrième et la cinquième maison et à $y = 500$ mm : ce qui correspond à une zone de sillage derrière la quatrième maison. Le Tableau 4.3 indique les temps de convergence des niveaux d'eau pour les écoulements considérés. La convergence est obtenue lorsque $z_w \pm \Delta z_w$ se stabilisent. Nous pouvons dire que la convergence des niveaux d'eau est plus rapide dans un écoulement avec des macro-rugosités submergées que dans un écoulement avec des macro-rugosités émergées. Nous avons pris par la suite $T = 60$ s pour l'écoulement UQ2W0* et $T = 140$ s pour les autres écoulements.

Tableau 4.3 – Temps de convergence des niveaux d'eau.

	UQ1W0	AQ1W2	UQ2W0*	AQ2W2
$x = 8,5$ m, $y = 428,5$ mm	100 s	140 s	60 s	60 s
$x = 8,5$ m, $y = 500$ mm		60 s		60 s
$x = 12,1$ m, $y = 428,5$ mm		60 s		140 s
$x = 12,1$ m, $y = 500$ mm		140 s		60 s

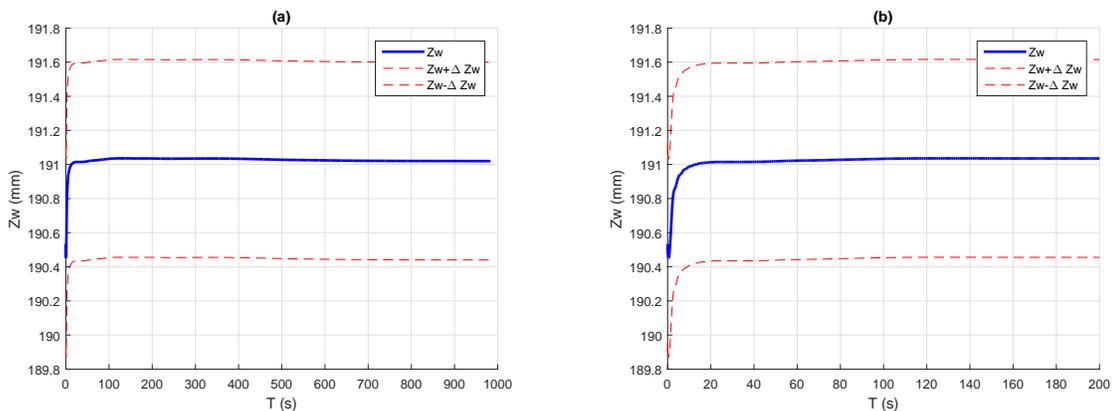


FIGURE 4.8 – Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement uniforme UQ1W0 à $x = 8,5$ m et $y = 428,5$ mm (centre de la veine rapide) : (a) sur 1000 s et (b) sur 200 s.

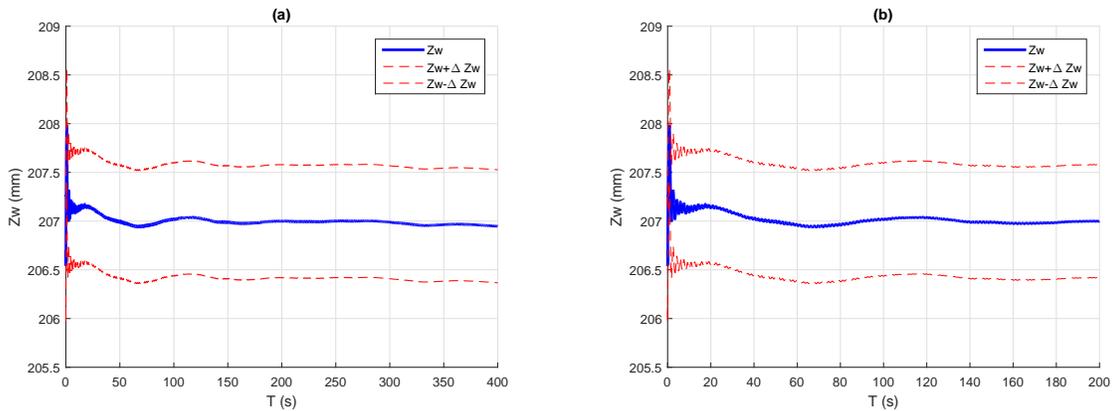


FIGURE 4.9 – Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement non uniforme AQ1W2 à $x = 8,5$ m, $y = 428,5$ mm : (a) sur 400 s et (b) sur 200 s.

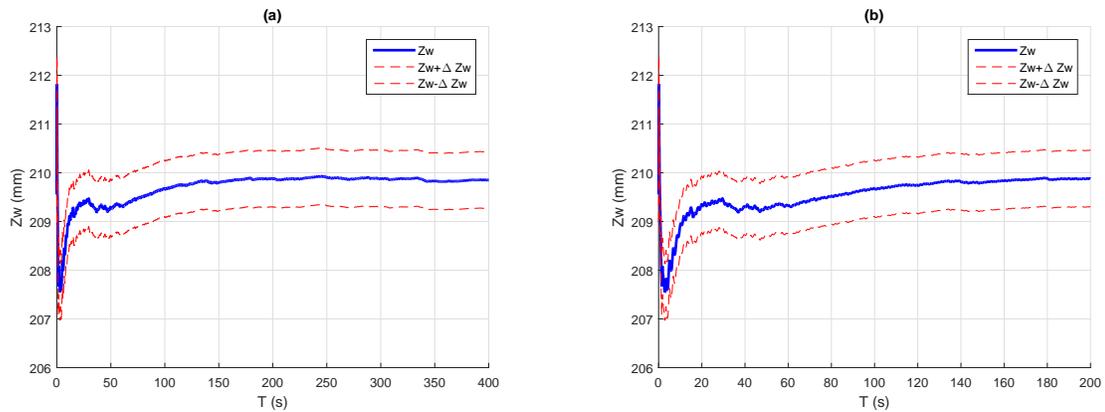


FIGURE 4.10 – Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement non uniforme AQ1W2 à $x = 12,1$ m, $y = 500$ mm (sillage d'une maison) : (a) sur 400 s et (b) sur 200 s.

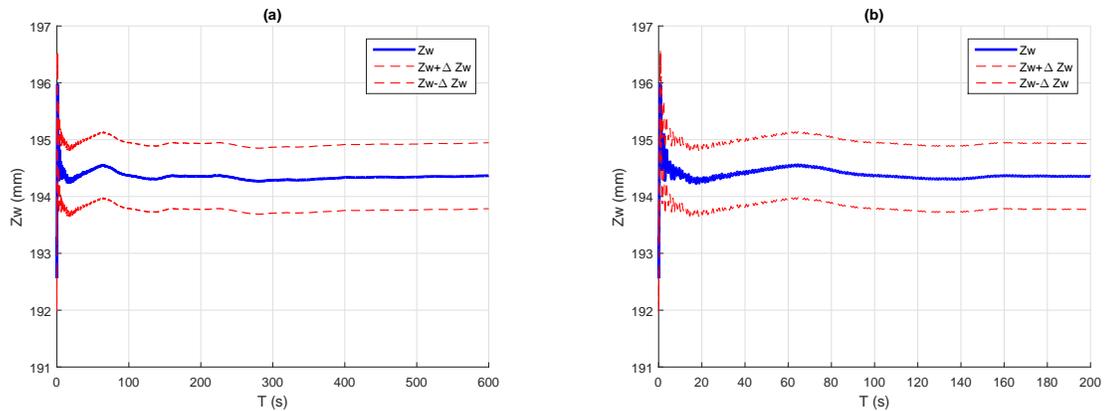


FIGURE 4.11 – Test de convergence du niveau d'eau z_w pour l'écoulement non uniforme AQ2W2 à $x = 12,1$ m, $y = 428,5$ mm : (a) sur 600 s et (b) sur 200 s.

Test de convergence de l'ADV

Pour déterminer le temps de convergence d'une mesure ADV, nous avons fait les tests pour les deux écoulements accélérés AQ1W2 et AQ2W2. Nous avons pris quatre points : $x = 8,5$ m et $x = 12,1$ m, dans une zone de sillage à $y = 500$ mm et dans une veine rapide à $y = 428,5$ mm, à 40% de la hauteur d'eau D , $z = 0,4D$ (pour chaque point de mesure). Le temps, $T = 200$ s, est obtenu à partir des tests qu'on a fait et en regardant tous les paramètres (vitesses moyennes, intensités turbulente et contraintes de Reynolds). La convergence est obtenue quand toutes les composantes des vitesses \pm l'erreur se stabilisent.

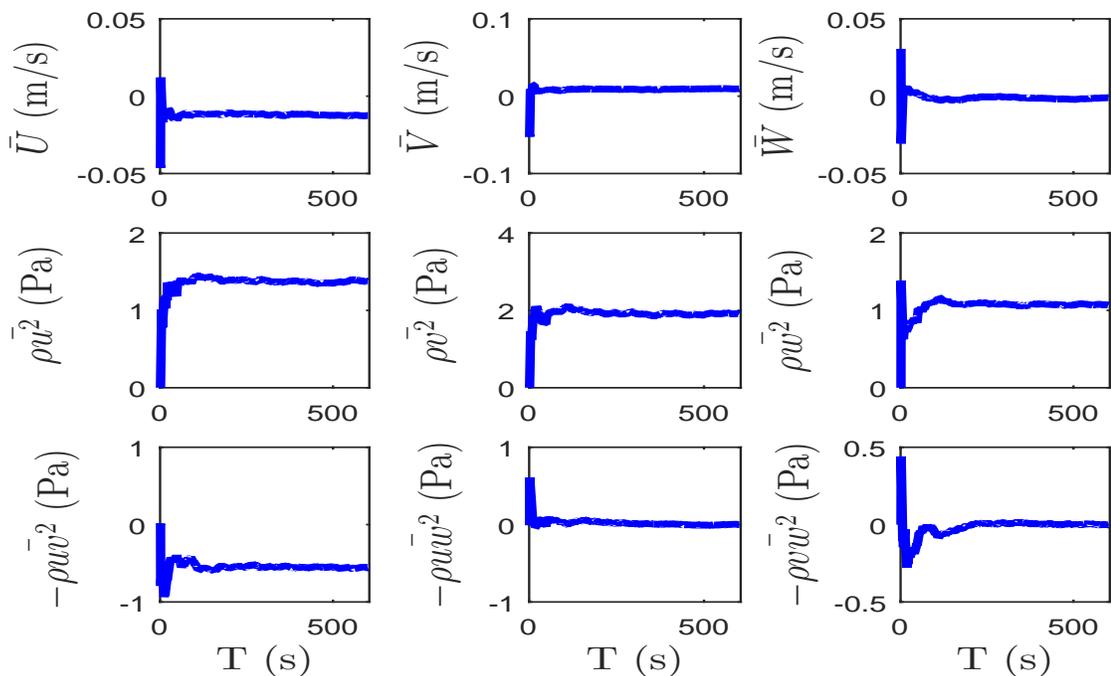


FIGURE 4.12 – Test de convergence pour l'écoulement non uniforme AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 500$ m (dans une zone de sillage).

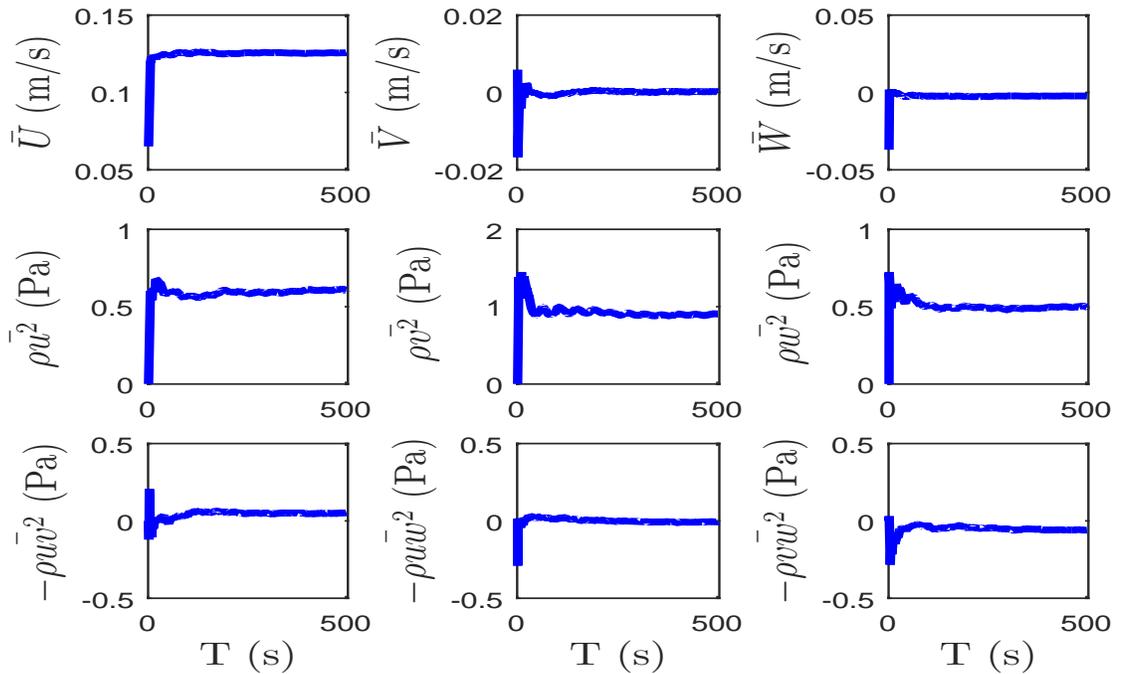


FIGURE 4.13 – Test de convergence pour l’écoulement non uniforme AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 428,5$ m (dans une veine rapide).

Les Figures 4.14 et 4.15, montrent la convergence de \bar{U} et de $\bar{U} \pm \Delta\bar{U}$ d’après l’équation 4.3, au milieu d’une veine rapide, et derrière une maison.

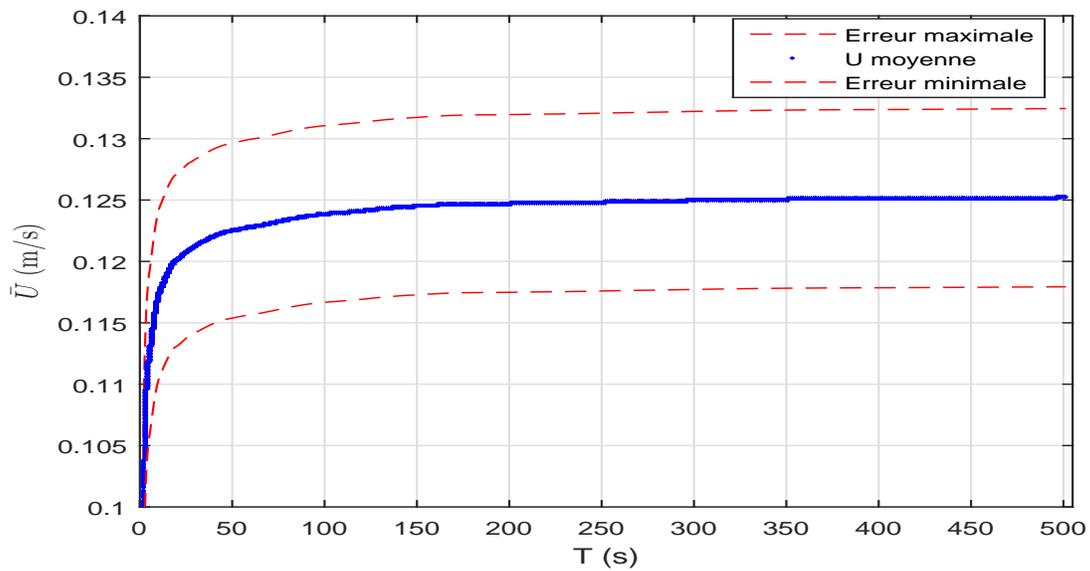


FIGURE 4.14 – Test de convergence de la vitesse moyenne longitudinale pour AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 428,5$ m (veine rapide).

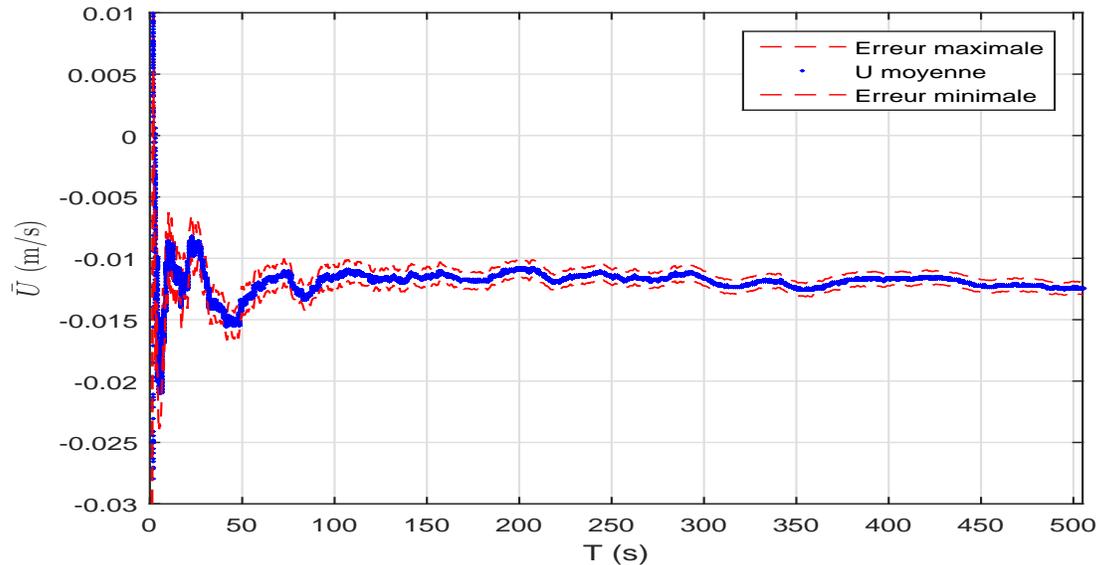


FIGURE 4.15 – Test de convergence de la vitesse moyenne longitudinale pour AQ1W2, à $x = 8,5$ m et $y = 500$ m (Sillage).

La convergence est la même dans une veine rapide ou une zone de sillage.

4.3 Hauteurs d'eau

4.3.1 Écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0*

Nous voulons obtenir un écoulement uniforme avec macro-rugosités complètement émergées de $D/h = 0,98$, ce qui donne une hauteur $D(\text{mm}) = Z_w - z_{fond} = 57,8$ mm en régime uniforme, avec un débit $Q_1 = 3,5$ L/s. Nous avons mesuré les niveaux d'eau z_w dans trois différentes positions latérales y : $y_1 = 285,5$ mm, $y_2 = 575,5$ mm et $y_3 = 857,5$ mm. Les niveaux d'eau z_w sont corrigés par rapport au fluctuation des rails et moyennés sur les trois y . Figure 4.16, montre les hauteurs d'eau D par rapport à une cote de fond moyen. Cet écoulement devient uniforme à partir de $x = 8$ m, ce qui correspond au milieu du canal. Nous pouvons dire qu'à l'amont, l'écoulement ne s'est pas encore stabilisé. Nous avons testé un autre écoulement uniforme mais avec macro-rugosités complètement submergées et pour un débit $Q_2 = 5,7$ L/s. Pour cet écoulement, les maisons sont toutes submergées de l'amont à l'aval du canal de 20% de leurs hauteurs avec $D/h = 1,2$.

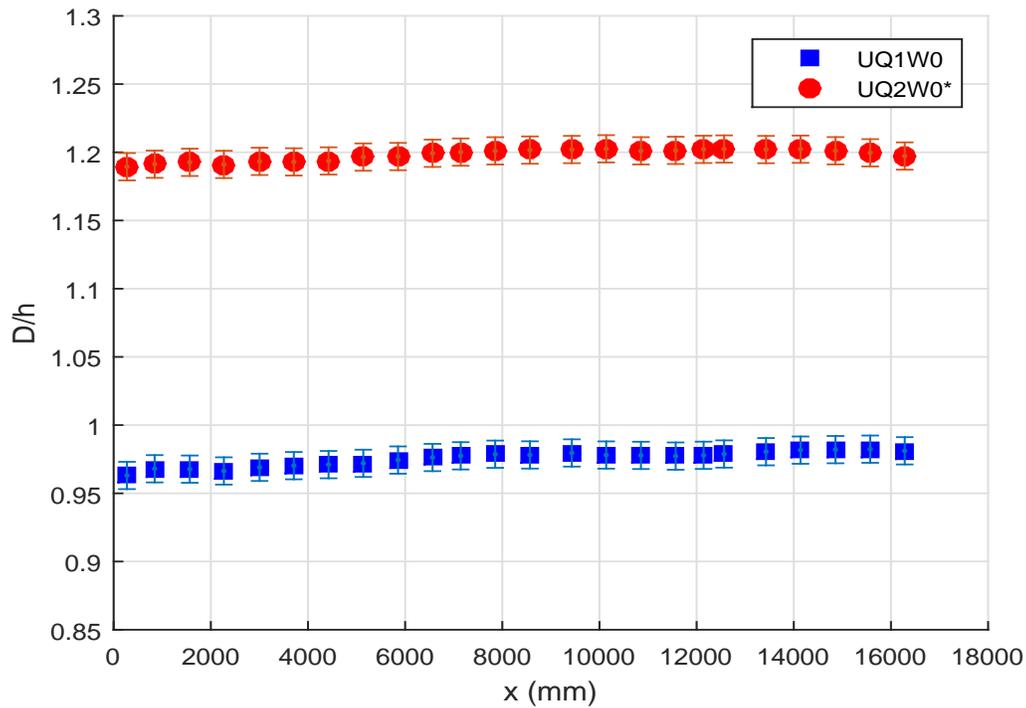


FIGURE 4.16 – La submergence D/h des écoulements uniformes en fonction de la position longitudinale x .

4.3.2 Ecoulement accélérés avec seuils W1 et W2

Pour obtenir des écoulements accélérés, nous avons changé la hauteur des seuils avals des écoulements UQ1W0 et UQ2W0* (W0 à W1) : $W1 = 20$ mm, le seuil W1 est égale à la moitié du seuil de l'écoulement uniforme UQ1W0, $W1 = 1/2 W0$. Pour ce même seuil, nous avons obtenu les deux écoulements accélérés : AQ1W1 et AQ2W1. Pour obtenir des écoulements plus accélérés, nous avons changé la hauteur du seuil aval des écoulements AQ1W1 et AQ2W1 (W1 à W2) : le seuil $W2 = 10$ mm = $1/2 W1$, nous avons obtenu les deux écoulements accélérés AQ1W2 et AQ2W2.

Les hauteurs d'eau non uniformes sont adimensionnées par h , Figure 4.17 et par D (mm) du régime uniforme, (Figure 4.18). On remarque qu'à l'amont, les écoulements AQ1W1 et AQ1W2 se superposent, ils représentent 0,87 de la hauteur D du régime uniforme UQ1W0. Les écoulements AQ2W1 et AQ2W2 se superposent aussi à l'amont et représentent 0,95 de la hauteur D du régime uniforme UQ1W0*.

A l'aval, les écoulements AQ1W1 et AQ2W1 se superposent, ils représentent tous les deux 0,66 des hauteurs D des régimes uniformes UQ1W0 et UQ1W0* respectivement. Les écoulements AQ1W2 et AQ2W2 se superposent à l'aval et représentent 0,50 des hauteurs D des régimes uniformes UQ1W0 et UQ1W0* respectivement.

Pour une même condition aval, le pourcentage de diminution de la hauteur dans un écoulement accéléré par rapport à un écoulement uniforme reste le même à l'aval, même en changeant le débit.

Pour un même débit, le pourcentage de diminution de la hauteur dans les différents écoulements accélérés par rapport à l'écoulement uniforme reste constant à l'amont du canal, même en changeant la condition aval.

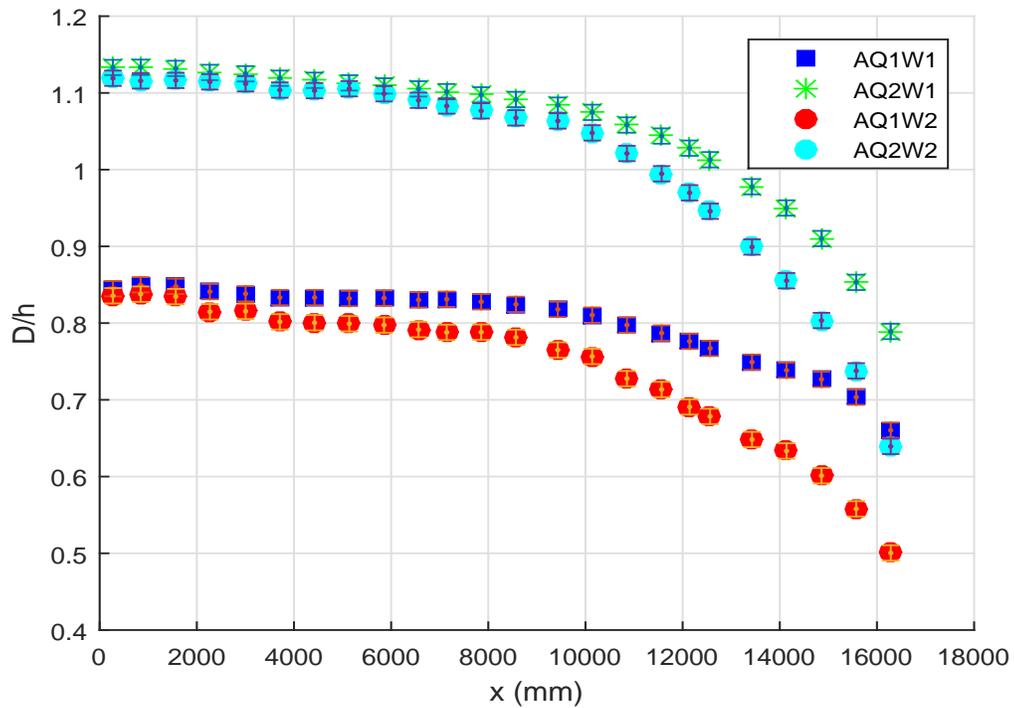


FIGURE 4.17 – La submergence D/h des écoulements non uniformes en fonction de la position longitudinale x .

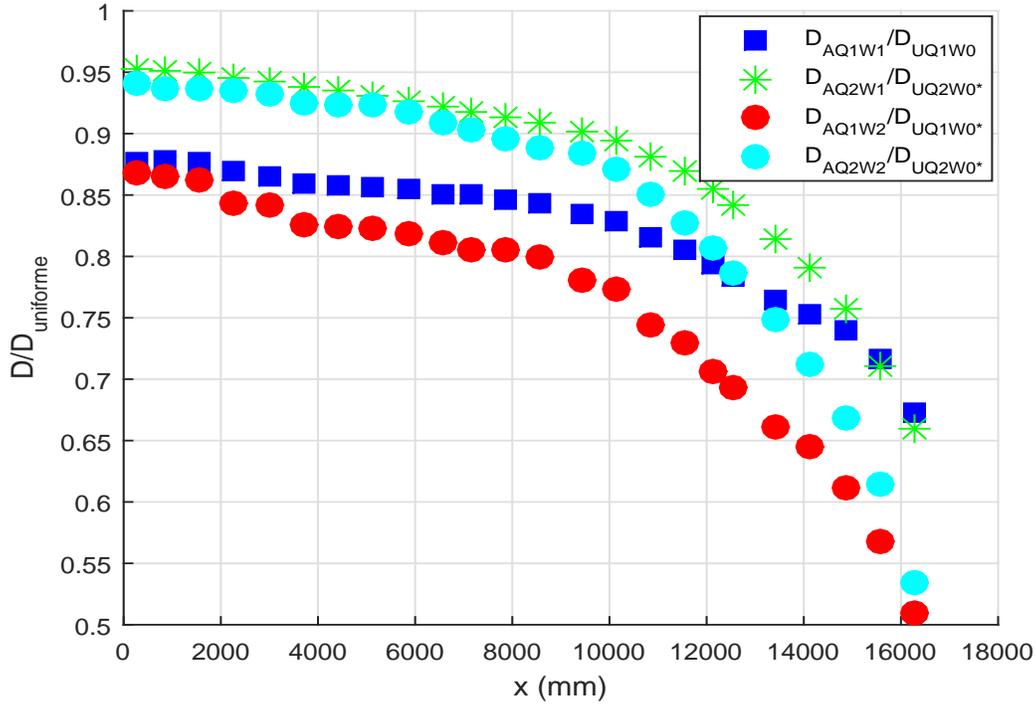


FIGURE 4.18 – Les hauteurs d'eau adimensionnées par les hauteurs uniformes en fonction de la position longitudinale x , pour les écoulements non uniformes accélérés.

4.3.3 Équation analytique pour la détermination des hauteurs

Nous remarquons que les hauteurs d'eau pour le régime non uniforme accéléré, suivent une fonction polynomiale. Pour déterminer cette fonction, on utilise l'équation de Dupuis et al. (2015) pour un écoulement émergé.

$$\frac{\partial D}{\partial X} \left(1 - \frac{Q^2}{gB^2 D^3} \right) = S_0 - \frac{n^2 Q^2}{D^{10/3} B^2} - \frac{a C_d Q^2}{2gD^2 B^2} \quad (4.7)$$

Les termes constants dans l'équation sont :

- Débit $Q_1 = 3,51$ L/s , largeur du canal $B = 1$ m et l'accélération de la pesanteur $g = 9,81$ m.s⁻²,
- On utilise $n = 0,0166$ s.m^{-1/3}, c'est le coefficient de Manning pour une prairie calculé par Dupuis et al. (2016) avec la formule de Manning Strickler $U_Q = K_s R_h^{2/3} i^{1/2}$, où R_h désigne le rayon hydraulique,
- Le coefficient $N' =$ nombre de maisons/ m² = 49 maisons m⁻²,
- La densité frontale par unité de volume : $a = N' *$ la largeur de l'élément de macro rugosité = 3,1 m⁻¹,
- Le coefficient de la force de trainée C_d .

Beaucoup de chercheurs ont essayé de déterminer le coefficient C_d .

Détermination du coefficient C_d

Santiago et al. (2008) ont donné une courbe qui permet de déterminer le coefficient C_d en fonction de la densité frontale λ_f , en s'appuyant sur des simulations numériques (la méthode DNS et la méthode RANS), (Figure 4.19).

$\lambda_f = \frac{A_f}{A_t} = \frac{hl}{(L_y)(L_x)}$ où L_x est la distance longitudinale entre les centres de deux maisons et L_y est la distance latérale entre les centres de deux maisons.

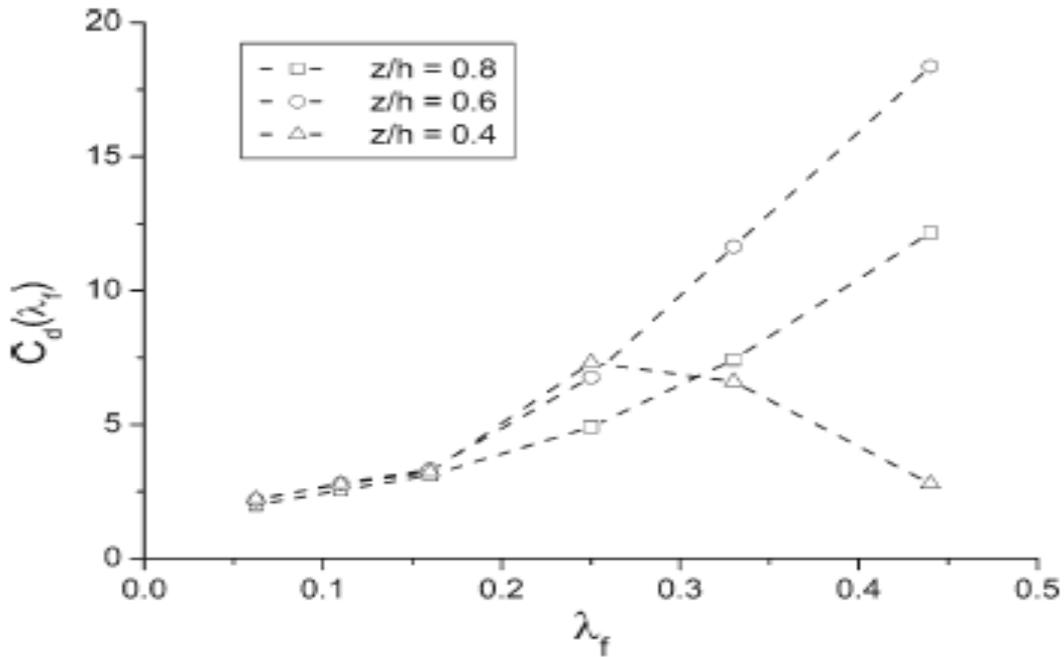


FIGURE 4.19 – Variation du coefficient C_d en fonction de λ_f à $z/h = 0,8, 0,6$ et $0,4$, Santiago et al. (2008).

Velickovic et al. (2017) ont déterminé les coefficients C_d par un modèle de porosité (simulation 2D), en prenant un coefficient de manning $n = 0,01 \text{ s.m}^{-1/3}$ (fond lisse), et ont testé plusieurs configurations :

- Pour une série de 5×5 maisons alignées de dimensions $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ avec $L_x = L_y = 100 \text{ mm}$, $C_d = 4, 5$,
- Pour la même série, avec $L_x = 135 \text{ mm}$ et $L_y = 67,5 \text{ mm}$, $C_d = 15$,
- Pour la même série, avec $L_x = 67,5 \text{ mm}$ et $L_y = 135 \text{ mm}$, $C_d = 2$,

D'après Ludeña et al. (2017), C_d est fonction de λ_f , $C_d = 0,4391\lambda_f + 1,367$, $C_d = 1,4$, pour notre cas, mais cette formule n'est valide que pour $D/l \in [0,8-3]$.

Notons que l'utilisation de la formule de Dupuis et al. (2015) avec différents coefficients de calibration $C_d(x)$ ne reproduit pas bien les hauteurs et donne des erreurs moyennes supérieures à 10%. La densité planaire $\lambda = l^2/L^2$ était négligeable pour Dupuis et al.

(2015) ($\lambda = 0,01$), mais dans le cas de nos cube, $\lambda = 0,2$ n'est plus négligeable.

On change la vitesse U_Q dans l'équation 4.7, par la vitesse moyenne de porosité $U_\lambda = Q/(B * D(1 - \lambda))$, l'équation 4.7 devient pour notre cas :

$$\frac{\partial D}{\partial x} \left(1 - \frac{U_\lambda^2}{gD} \right) = S_0 - \frac{n^2 U_\lambda^2}{D^{4/3}} - \frac{a C_d U_\lambda^2}{2g} \quad (4.8)$$

Notons que le changement du coefficient de Manning n , a peu d'influence sur les résultats. D'après la recherche bibliographique, le coefficient C_d dépend principalement de la densité frontale λ_f et du rapport D/h . C_d dans le sommet du cube est plus petit que le C_d moyen sur toute la hauteur du cube [Macdonald et al. \(1998\)](#).

Nous avons choisi deux coefficients de calibration C_d pour les deux cas AQ1W1 et AQ2W2 : pour $0,5 \leq D/h < 0,8$, $C_d = 1,45$, et pour $0,8 \leq D/h \leq 0,85$, $C_d = 0,9$. L'équation 1D reproduit bien les hauteurs d'eau et donne une erreur relative moyenne de 0,3% et une erreur relative maximale de 1,2% (Figure 4.20). Nous devons par la suite déterminer l'équation qui reproduit la transition macro-rugosités submergées aux macro-rugosités émergées.

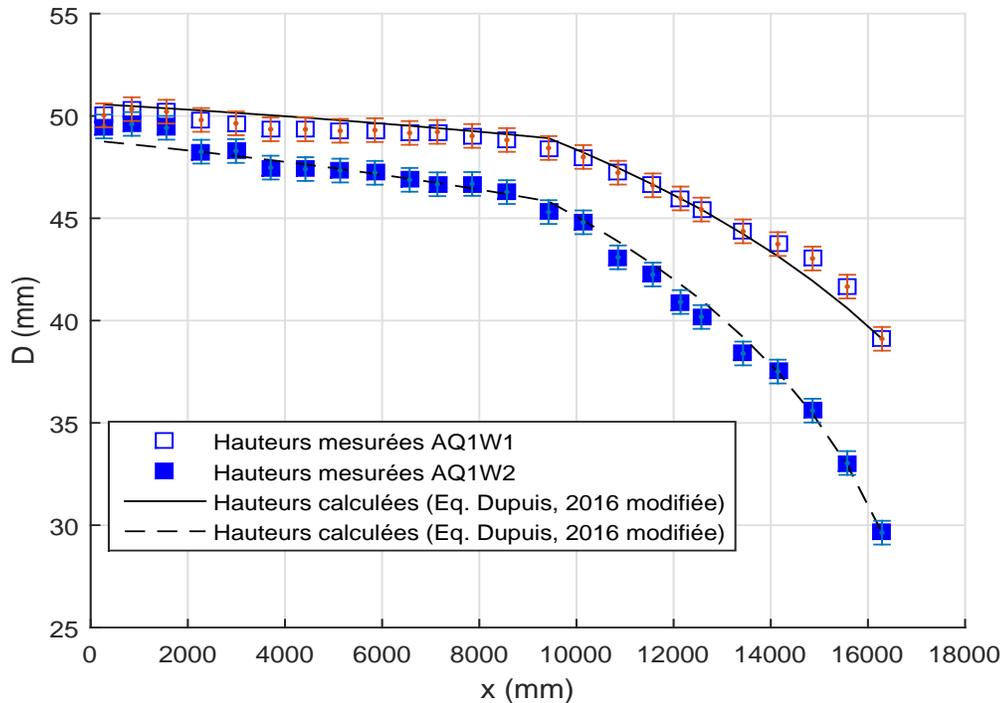


FIGURE 4.20 – Comparaison des hauteurs expérimentales et analytiques (Eq. [Dupuis et al., 2015](#)) modifiée).

4.4 Fluctuation de la surface libre

Des oscillations de la surface libre, associées au phénomène de seiche ont été observées dans le canal. Dans la nature, ce phénomène se produit généralement dans des bassins dont la profondeur est petite par rapport aux premières longueurs d'onde. Des ondes de surface transversales sont créées par des forces oscillantes sur le fluide. Ces ondes transversales de surface sont créées dans un canal si la fréquence de l'évacuation des tourbillons est en phase avec la fréquence naturelle de l'oscillation d'onde transversale, (Zima and Ackermann, 2002).

Pour quantifier la variation de l'élévation de la surface libre, on peut utiliser l'amplitude A de la fluctuation de la surface libre ou la valeur quadratique moyenne D_{rms} de la profondeur d'écoulement. (Zhao et al., 2014)

L'onde de seiche transversale a été quantifiée à une position x/B —donnée, par son amplitude A et par la valeur maximale σ_{max} de l'écart type σ observé sur la largeur du canal. Les données brutes des hauteurs de l'écoulement instantané $D(t)$ ont été filtrées, seules les données de la plage $D \pm 2\sigma$ ont été prises en compte.

Les nouvelles valeurs de σ et σ_{max} sont ensuite calculées à partir des données filtrées. Il convient de noter que l'amplitude de l'onde A , qui correspond à l'oscillation maximale observée aux anti-noeuds, est approximativement égale à $4\sigma_{max}$, puisque la surface libre oscille entre $-2\sigma_{max}$ et $+2\sigma_{max}$ aux anti-noeuds.

Les anti-noeuds sont les points où l'amplitude est maximale, les noeuds sont les points où on n'observe pas de fluctuation de la surface libre. Sachant qu'on aura forcément les mêmes amplitudes aux deux extrémités du canal, les Figures 4.21 à 4.25 nous montrent les modes d'oscillations. Puisque la largeur du canal est $B = 1000$ mm, on peut conclure que les modes d'oscillation sont $n_o = 2$ à $x = 5$ m, 8,5 m, 10,5 m et 12,1 m pour les deux écoulements accélérés AQ1W1 et AQ2W2, (voir Eq. 1.16). Pour $x = 14,8$ m, le mode d'oscillation est $n_o = 3$ pour les deux écoulements AQ1W1 et AQ2W2. Pour l'écoulement uniforme émergé UQ1W0, le mode d'oscillation est $n = 1$. Pour l'écoulement uniforme submergé UQ2W0*, on n'observe aucun mode d'oscillation, Figure 4.26.

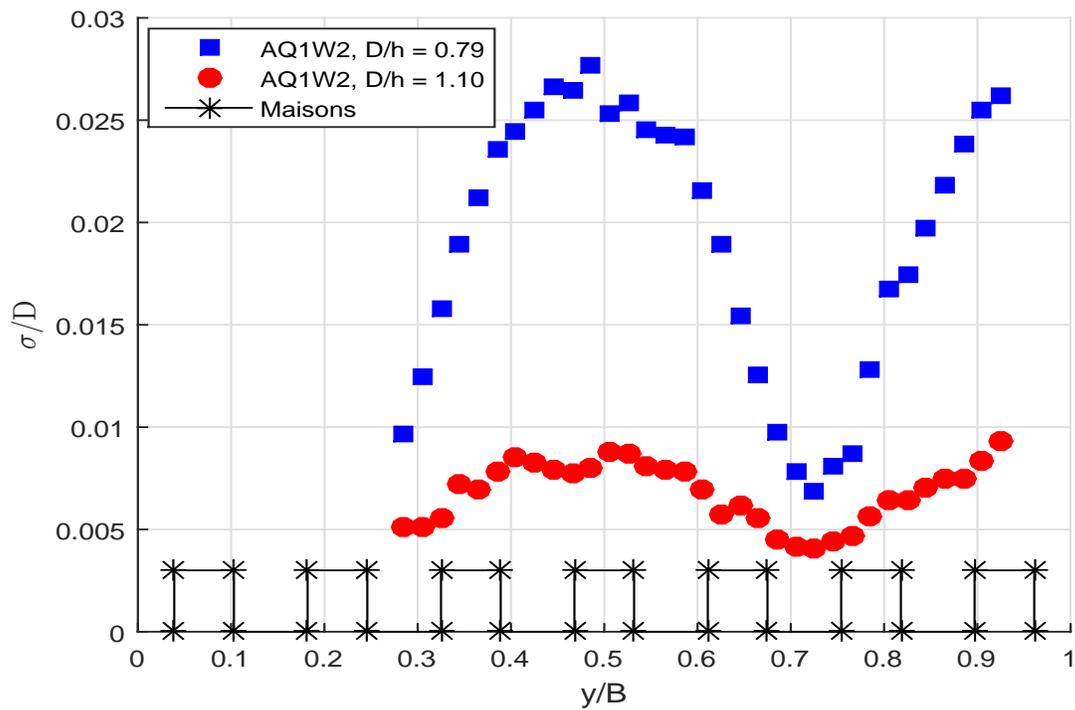


FIGURE 4.21 – Les écarts-types des hauteurs d’eau en fonction de y , à $x = 5$ m.

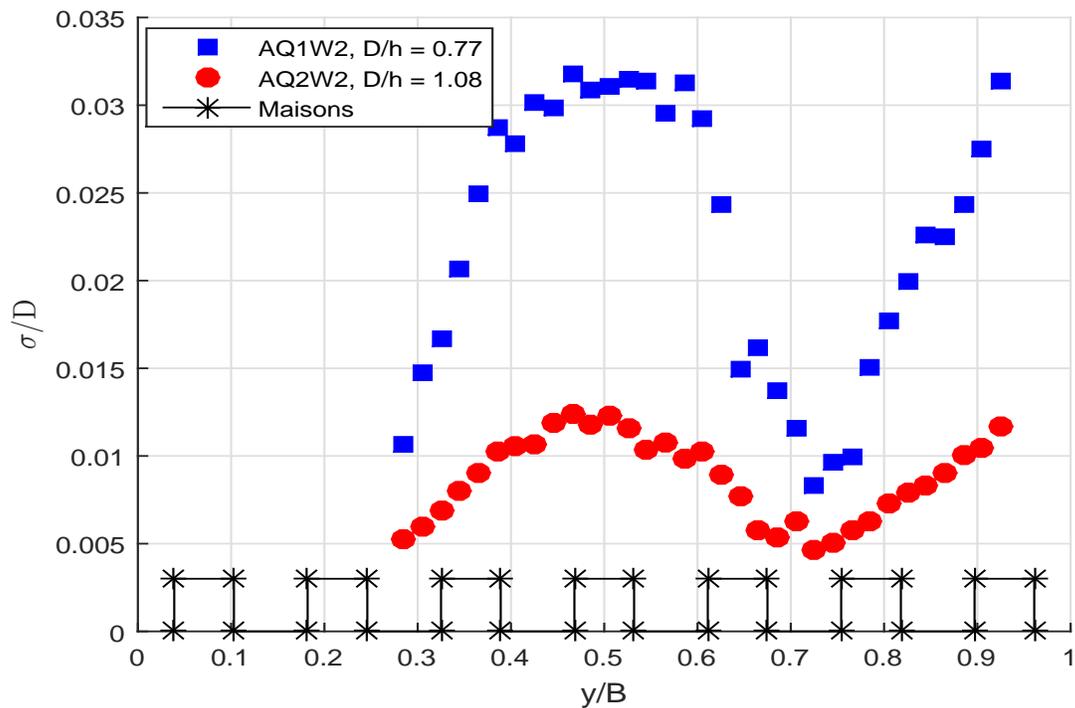


FIGURE 4.22 – Les écarts-types des hauteurs d’eau dans la section y à $x = 8,5$ m.

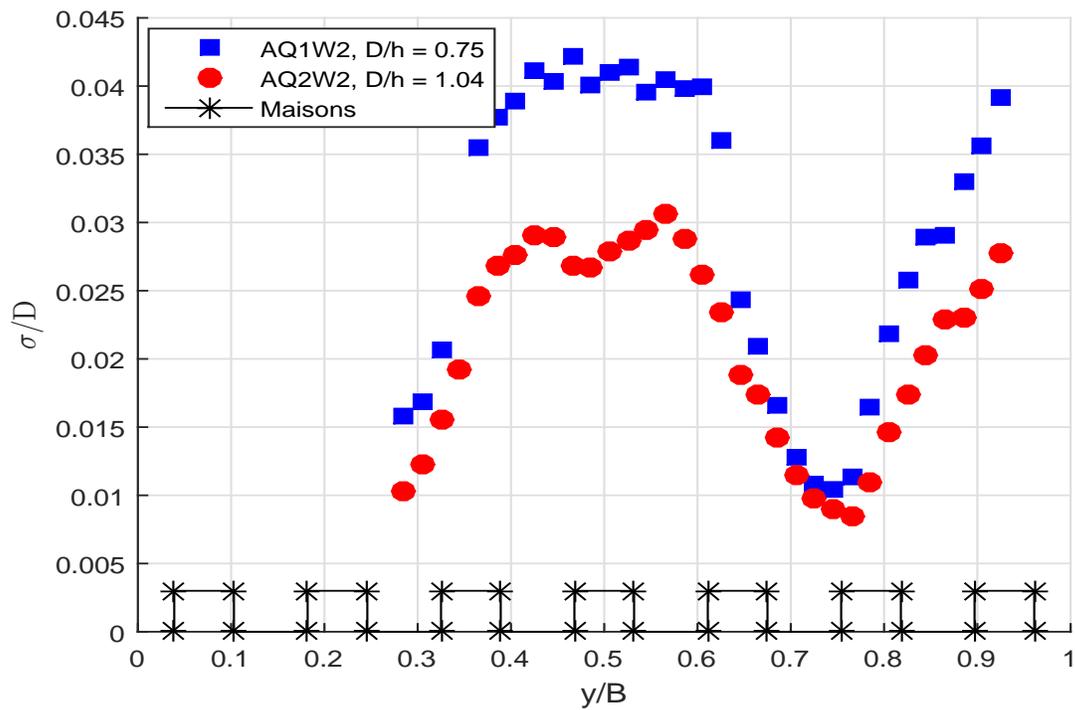


FIGURE 4.23 – Les écarts-types des hauteurs d’eau en fonction de y , à $x = 10,5$ m.

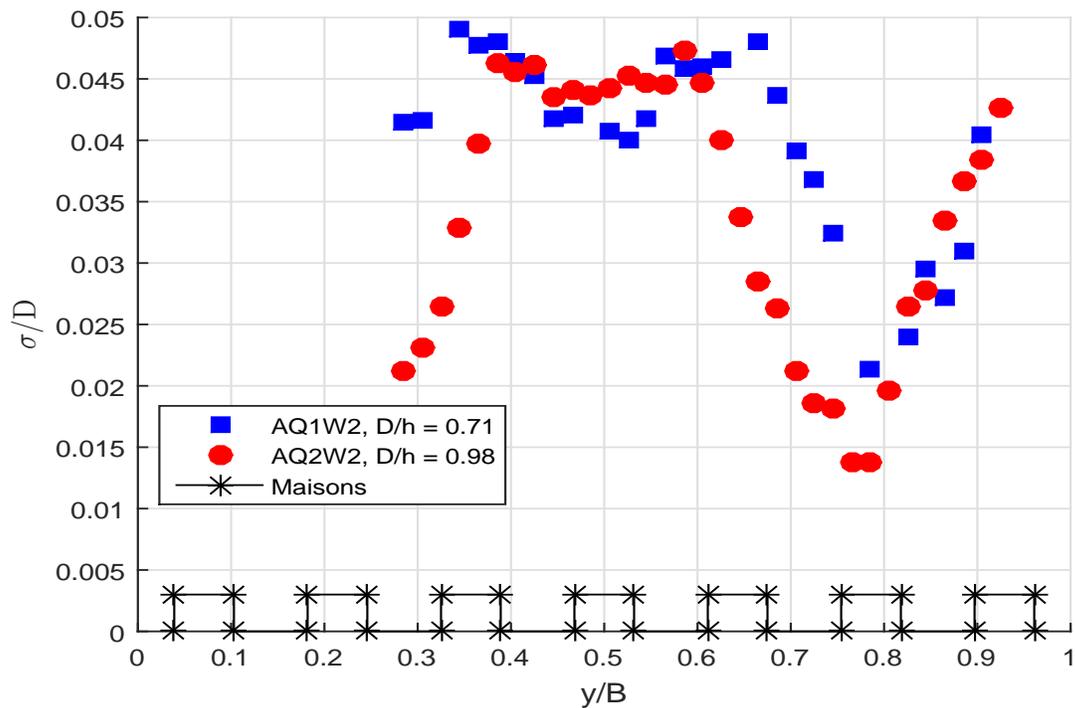


FIGURE 4.24 – Les écarts-types des hauteurs d’eau en fonction de y , à $x = 12,1$ m.

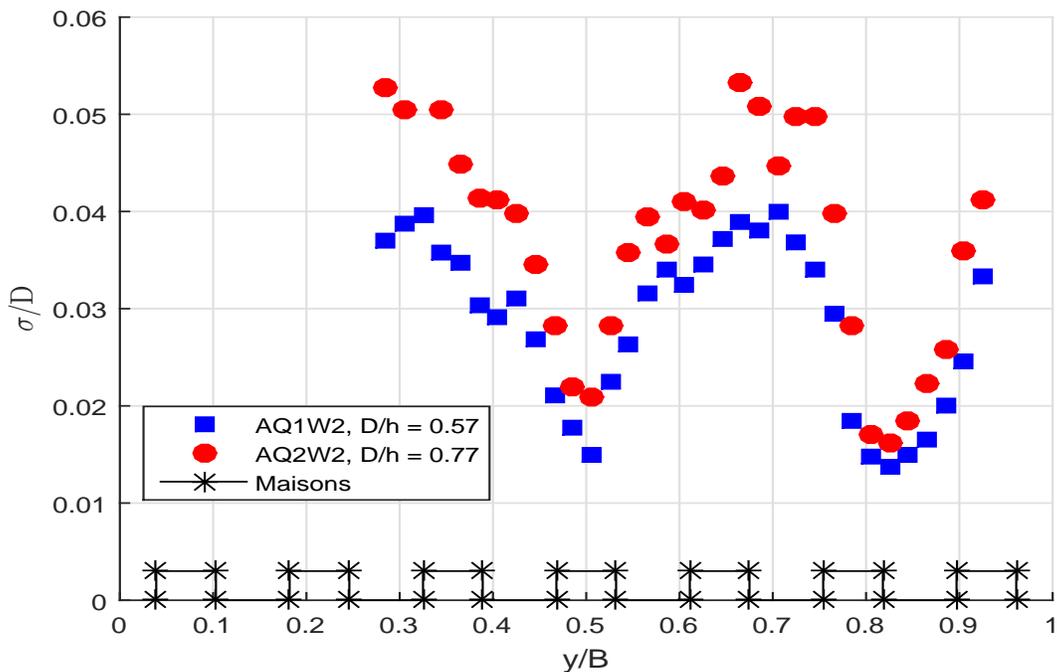


FIGURE 4.25 – Les écarts-types des hauteurs d’eau en fonction de y , à $x = 14,8$ m.

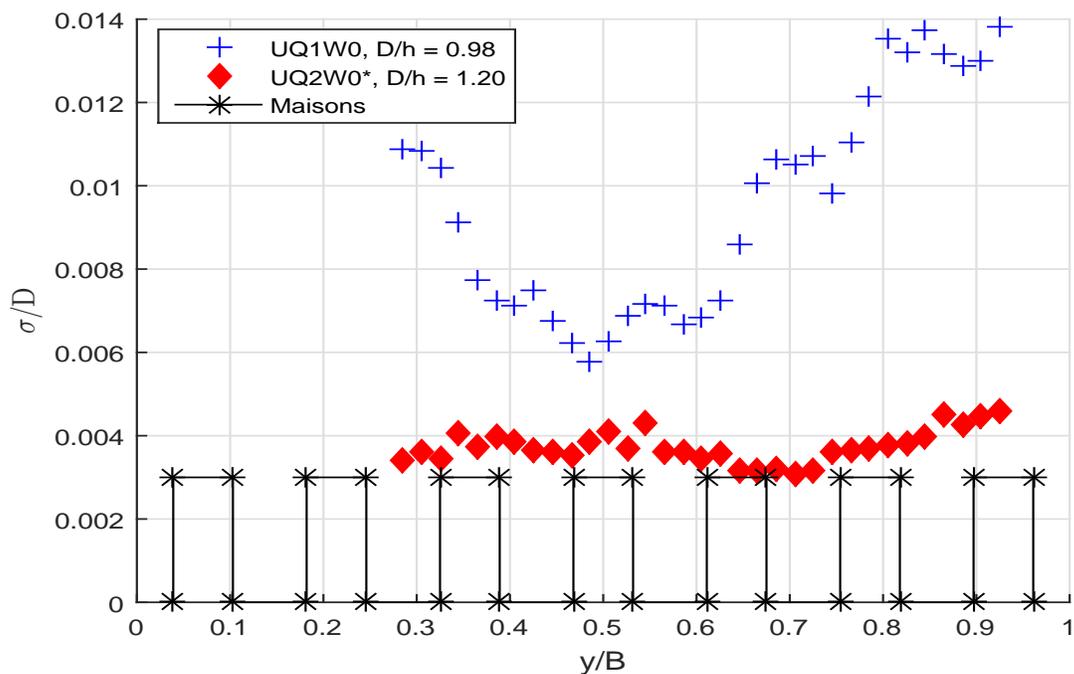


FIGURE 4.26 – Les écarts-types des hauteurs d’eau en fonction de y , à $x = 14,8$ m, pour les écoulements uniformes UQ1W0 et UQ2W0*

Suite à l'observation des fluctuations des hauteurs d'eau dans différents écoulements nous pouvons dire que :

- Le phénomène de seiche est plus grand pour des écoulements accélérés que pour des écoulements uniformes, Figures 4.25 et 4.26 ;
- La seiche est plus grande pour un écoulement avec macro-rugosités émergées $D/h < 1$ par rapport à un écoulement avec macro-rugosités submergées $D/h > 1$ (pour les écoulements uniformes ou non uniformes), Figures 4.21 à 4.26.

Le phénomène de seiche est lié à la fréquence d'émission des tourbillons, donc le paramètre le plus dominant est le rapport D/h . Plus le rapport $D/h \gg 1$, plus les tourbillons qui se créent derrière les maisons disparaissent. (La Figure 4.39 dans la section 4.5.4 présente le sillage derrière une maison). Si le rapport $D/h < 1$, le paramètre le plus dominant est la vitesse. Plus la vitesse augmente, plus la surface libre oscille.

La Figure 4.27 montre la variation des fluctuations tout au long du canal à $y = 571,5$ mm (dans une veine rapide) pour les écoulements AQ2W2 et UQ2W0* et à $y = 925,5$ mm (Derrières les maisons) pour les écoulements AQ1W2 et UQ1W0. La Figure 4.28 montre clairement que la seiche est très faible pour les écoulements avec macro-rugosités submergées.

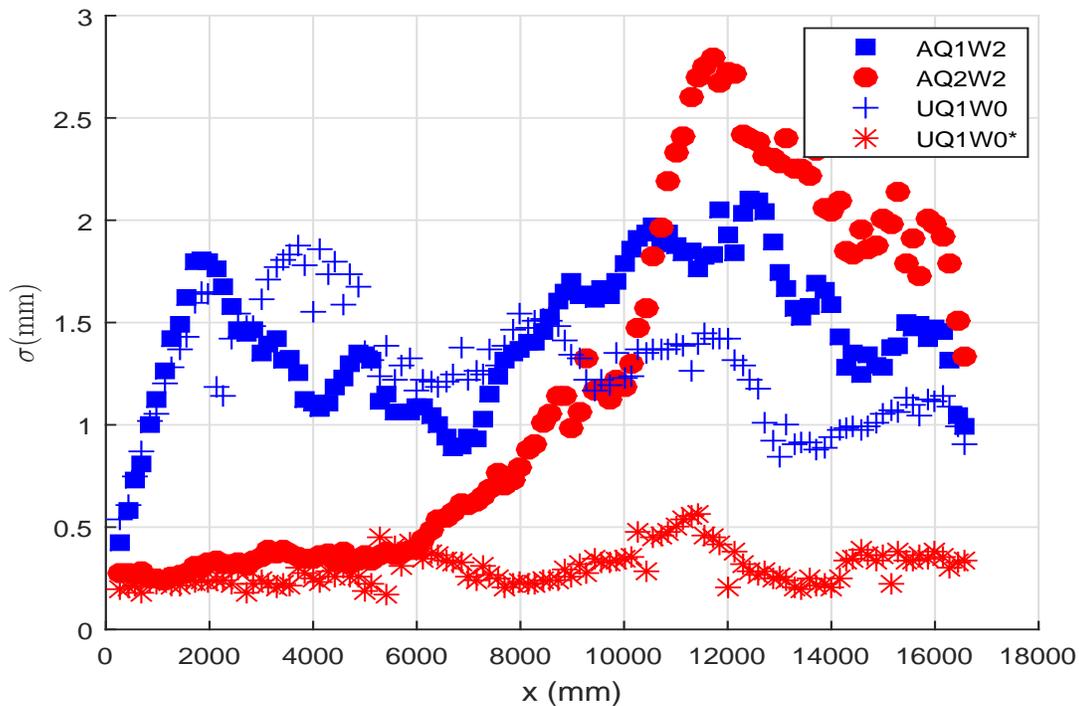


FIGURE 4.27 – Les écarts-types des hauteurs d'eau en fonction de la distance x (mm), à $y = 571,5$ mm (veine rapide) pour les écoulements AQ2W2 et UQ2W0* et à $y = 925,5$ mm pour les écoulements AQ1W2 et UQ1W0.

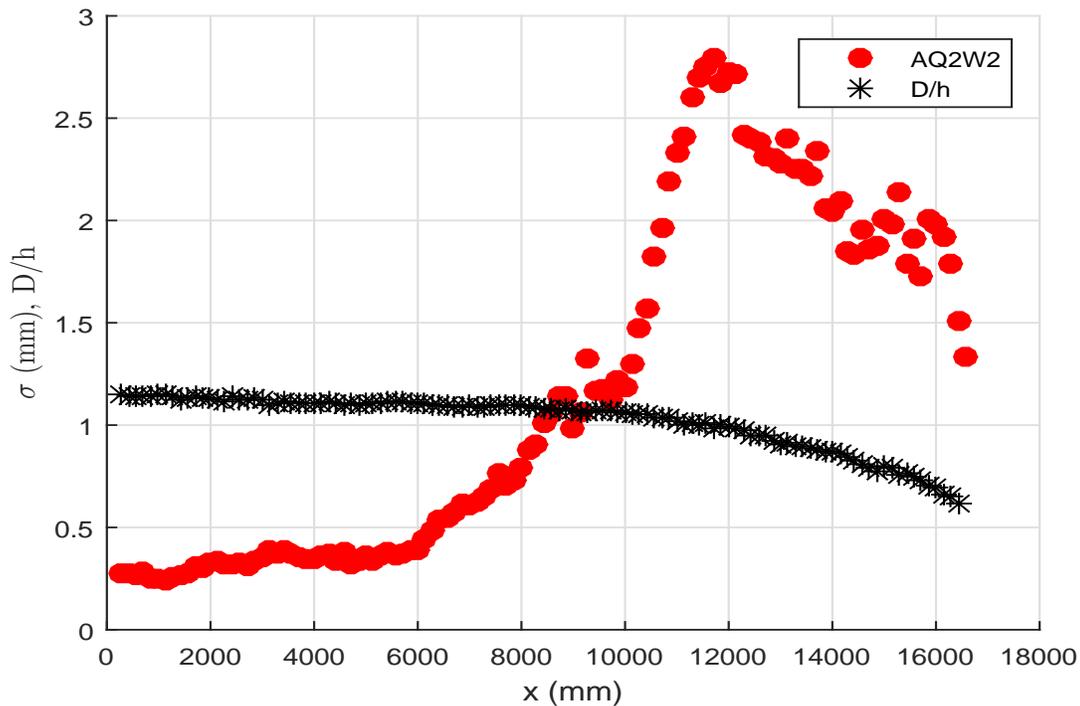


FIGURE 4.28 – Comparaison entre la fluctuation de la hauteur d’eau et le niveau de la submergence D/h , pour W2Q2.

Dupuis et al. (2016) ont montré que la fluctuation maximale se trouve au milieu des rangées des macros-rugosités pour des régimes uniformes avec présence d’arbres sur tout le canal et des régimes non uniformes en transition prairie arbres. Pour l’écoulement uniforme AQ2W0*, on n’observe aucun maximum pour la seiche tout au long du canal, mais pour nos écoulements non uniformes le pic est à 30% de l’aval du canal, la fluctuation de la surface libre a atteint son maximum à $x = 12$ m (pour l’écoulement AQ1W2), à l’aval de ce point, on observe un changement de mode d’oscillation, de $n_o = 2$ à $n_o = 3$, (Figures 4.24, 4.25 et 4.27). Pour l’écoulement AQ2W2, la fluctuation a atteint son maximum à $x = 14,8$ m, Figure 4.25, mais le changement de mode est observé à $x = 12$ m, comme pour l’écoulement AQ1W2 (Figures 4.24, 4.25 et 4.28).

Zhao et al. (2014) ont observé que la fluctuation de la surface libre a atteint son maximum lorsque le mode de l’onde stationnaire a changé de $n_o = 1$ à $n_o = 2$. Dans le cas de variations importantes de la fluctuation de la surface libre, on peut s’attendre à ce que la vitesse d’écoulement puisse fluctuer d’une manière similaire. Il faudra bien explorer ce point dans le futur. De plus la fréquence de l’évacuation des tourbillons dépend du nombre de Reynolds, Belvins (1977).

Aucune référence dans la littérature ne confirme que l’évacuation des tourbillons à partir des cubes rigides est une source d’ondulations de la surface de l’eau.

Zima and Ackermann (2002) ont suggéré que pour les cylindres, la fréquence d'onde naturelle influe sur la fréquence de l'évacuation des tourbillons.

Zima and Ackermann (2002) ont donné une équation qui lie le rapport fréquence de Strouhal sur la fréquence de l'onde naturelle avec le nombre de Froude. Le critère de résonance requis pour la création des ondes transversales est que la période d'onde, qui est dictée par la largeur et la profondeur d'écoulement du canal, est égale à un multiple de la période du tourbillon.

$$\frac{f_v}{f_D} = \frac{S_l U}{d} \sqrt{\left(\frac{4\pi\gamma}{n_o g \tanh(n_o \pi D / \gamma)} \right)} \quad (4.9)$$

S_l est le nombre de Strouhal, d est le diamètre des cylindres et γ est la longueur d'onde. Ils ont montré par leurs expériences que les plus grandes amplitudes d'ondes sont atteintes quand le rapport $\frac{f_v}{f_D} \in [0, 8 - 1, 3]$

4.4.1 Fréquences de seiche et d'évacuation de tourbillon

Les paramètres de l'onde de seiche à divers positions x/B sont indiqués dans le tableau 4.4. Pour nos expériences, la fréquence de l'onde f_D a été évaluée en utilisant les spectres de fluctuation de la profondeur d'eau dans lesquels on peut distinguer un pic clair, (Figure 4.29). La fréquence d'émission des tourbillons f_v a été évaluée en utilisant les spectres de fluctuation des vitesses, (Figure 4.30). Pour f_v , nous avons testé, pour chaque cas, deux séries temporelles. Ce qui correspond à deux zones différentes (veine rapide et sillage du cube), ce qui nous a donné la même fréquence pour la plupart des cas. Pour f_D , nous avons testé, pour chaque transverse (x), 33 séries temporelles (à différents endroits y). Nous avons obtenu la même fréquence pour tous les points y dans chaque transverse. Les fréquences sont montrées dans le tableau 4.4. Ces deux fréquences caractérisent l'onde de seiche transversale. Ils se trouvent être soit égaux soit très proches les uns des autres en raison de la continuité dans la direction transversale.

Le processus de verrouillage entre les ondes de surface et la formation de tourbillons est clairement démontré dans nos mesures. En outre, le mouvement transversal oscillant sur toute la largeur du canal est parfaitement synchronisé avec l'excrétion de vortex. Dans la suite, nous supposons donc que la fréquence f_v est une bonne approximation de la fréquence de d'émission des tourbillons dans nos expériences.

4.4.2 Fréquence de seiche pour les écoulements uniformes ou non uniformes

Les fréquences de seiche mesurées ont été comparées aux fréquences théoriques des ondes naturelles dans un canal ouvert, f_{tw} , calculées à l'aide de l'équation de Zhao (Eq. 1.18, désignée par f_{tw1}), (combinant les équations 1.16 et Eq. 1.17 de Dean, cette dernière a été utilisée par Zima and Ackermann (2002), désignée par f_{tw2}), et l'équation utilisée par Merian, (désignée par f_{tw3}).

Les résultats basés sur les équations de Dean et Merian sont très similaires car, dans les quatre cas, ces ondes sont effectivement des ondes longues dans des eaux peu profondes puisque $\tanh(n_o\pi D/B) \approx (n_o\pi D/B)$ ($0,94 \leq \tanh(n_o\pi D/B)/(n_o\pi D/B) \leq 0,99$).

Alors que les fréquences de seiche sont légèrement surestimées par les équations de Dean et Merian, ou légèrement sous-estimées par l'équation de Zhao, qui inclut la porosité, les trois fréquences calculées f_{tw} reste une assez bonne approximation de la fréquence de la seiche et, à son tour, de la fréquence de perte de vortex à la résonance. Ceci a été observé à la fois pour les écoulements uniformes et non uniformes, indépendamment de la position x/B et de la submergence relative D/h

Ces résultats indiquent que les équations de fréquence des ondes naturelles pour les écoulements uniformes semblent rester valables pour les écoulements non uniformes et pour les cylindres émergés et légèrement submergés. Dans les écoulements non uniformes, la fréquence et le mode d'oscillation sont affectés par un changement de profondeur d'écoulement basé sur les équations (1.16) à (1.18), mais il n'existe pas d'effet intrinsèque du gradient de profondeur d'écoulement (ou du gradient de vitesse) sur la fréquence de l'onde de seiche. Les résultats pour les cas accélérés AQ1W2 et AQ2W2 montrent également que deux ondes stationnaires transversales de fréquences différentes peuvent coexister à une très petite distance longitudinale l'une de l'autre. Belvins (1977) a montré que tous les tourbillons périodiques peuvent être synchronisés par l'effet de la fréquence de l'onde transversale, à condition que la fréquence de l'onde transversale soit comprise entre 5 à 10% de la fréquence de Strouhal. Le temps de synchronisation est déterminé pour les deux écoulements AQ1W2 et AQ2W2, en se plaçant dans un anti-noeud à $x = 14,8$ m, $y = 560$ mm (veine rapide). Les figures 4.31 et 4.32 montrent que $T = 1$ heure pour l'écoulement avec macro-rugosités complètement émergées et $T = 2$ heures pour l'écoulement avec macro-rugosités en transition submergées-émergées.

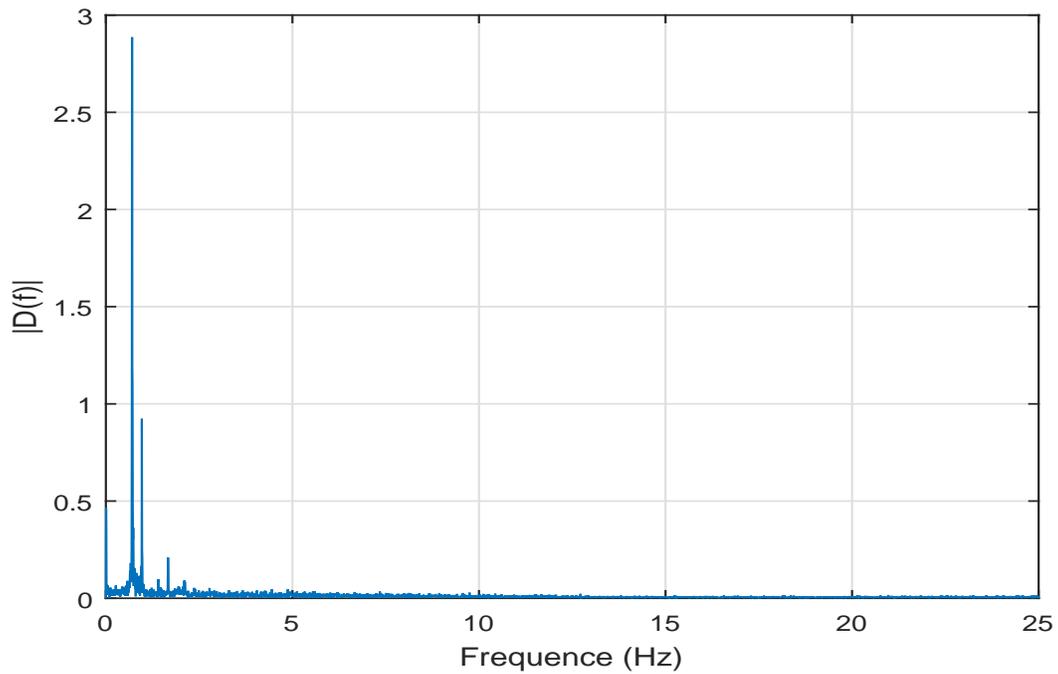


FIGURE 4.29 – Décomposition en série de Fourier du spectre de la fluctuation de la hauteur D pour l'écoulement AQ2W2, $x = 12,1$ m et $y = 0,56$ m.

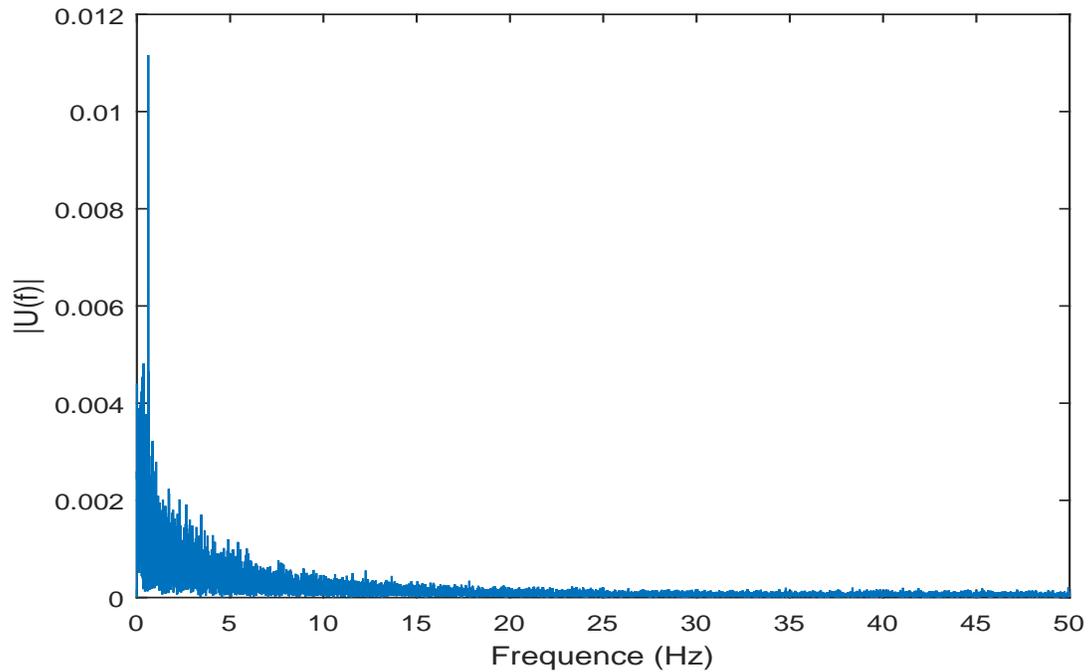


FIGURE 4.30 – Décomposition en série de Fourier du spectre de la fluctuation de la vitesse U pour l'écoulement AQ1W2, $x = 8,5$ m et $y = 0,5$ m.

Tableau 4.4 – Les fréquences pour plusieurs écoulements.

Écoulements	D/h	n_o	f_D	f_v	f_{tw1}	f_{tw2}	f_{tw3}	$R_l = \frac{U_\lambda * l}{\nu}$	$F_D = \frac{U_\lambda}{\sqrt{gD}}$	$S_l = \frac{f_v * l}{U_\lambda}$
AQ1W2	0,79	2	0,63	–	0,60	0,67	0,68	6003	0,14	–
AQ1W2	0,77	2	0,61	0,61	0,59	0,66	0,67	6104	0,14	0,41
AQ1W2	0,75	2	0,61	–	0,58	0,65	0,66	6281	0,15	–
AQ1W2	0,71	2	0,61	0,61	0,57	0,63	0,64	6689	0,16	0,37
AQ1W2	0,57	3	0,84	–	0,78	0,87	0,88	7903	0,21	–
AQ2W2	1,10	2	0,71	0,71	0,70	0,78	0,80	6853	0,13	0,42
AQ2W2	1,08	2	0,71	0,71	0,69	0,77	0,79	6990	0,14	0,40
AQ2W2	1,04	2	0,71	0,71	0,68	0,76	0,78	7306	0,15	0,40
AQ2W2	0,98	2	0,71	0,71	0,66	0,74	0,75	7856	0,16	0,37
AQ2W2	0,77	3	0,95	0,96	0,89	0,99	1,03	9502	0,22	0,41
UQ1W0	0,98	1	0,40	0,38	0,33	0,37	0,38	4844	0,10	0,33
UQ1W0*	1,20	–	0,38	0,38	–	–	–	6173	0,12	0,25

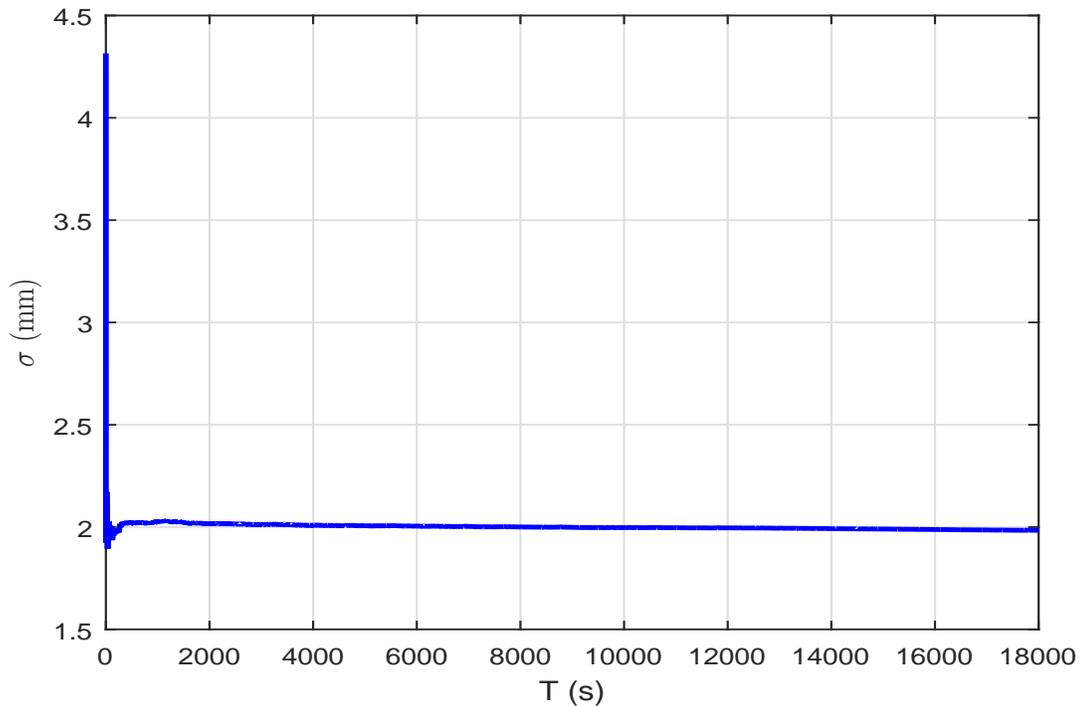


FIGURE 4.31 – Temps de convergence des écarts-types à $x = 10,5$ m, $y = 571,5$ mm, pour AQ1W2.

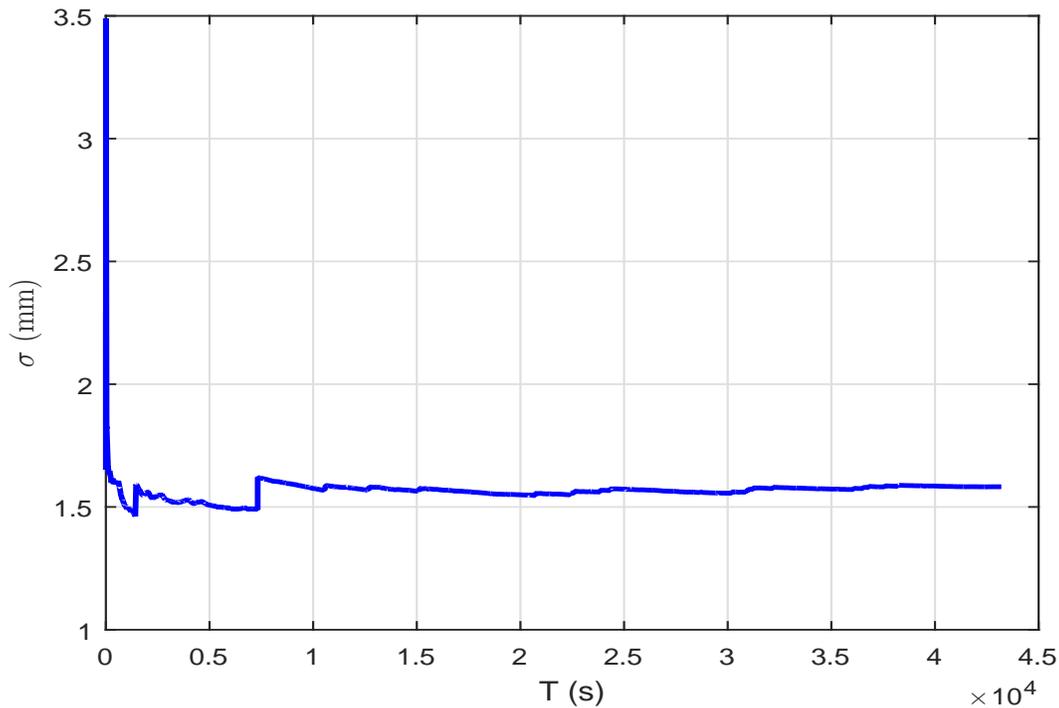


FIGURE 4.32 – Temps de convergence des écarts-types à $x = 10,5$ m, $y = 571,5$ mm, pour AQ2W2.

4.4.3 Effet de l'interaction de sillage et de la seiche sur le nombre de Strouhal

Pour les quatre cas d'écoulements présentés dans le tableau 4.4, les nombres de Strouhal varient de 0,25 à 0,42. Les fréquences mesurées f_v sont ainsi deux à trois fois plus grandes que les valeurs obtenues pour les cylindres carrés isolés (section 1.9.3). Deux processus physiques peuvent être responsables de ce résultat : i) le processus de verrouillage entre les tourbillons et les ondes de surface et ii) l'interaction entre les sillages dans les réseaux de cylindres.

Concernant l'effet des sillages en interaction, nous nous sommes appuyés sur les travaux expérimentaux de [Bokaian and Geoola \(1984\)](#) sur deux cylindres circulaires en interférence. L'interaction est étudiée en relation avec les taux de séparation longitudinale et transversale, dans notre cas L/l . Pour $L/l = 2,2$ dans les deux sens (valeur dans les expériences actuelles), le nombre de Strouhal du cylindre en aval n'est pas modifié pour $R_l = 5600$ et les coefficients de portance et de traînée sont très peu modifiés pour $2600 \leq R_l \leq 5900$. Sur la base de ces résultats et du fait que le rapport L/l est pris en compte dans la formule de Zhao sans modifier de manière significative la fréquence

des ondes, nous pouvons donc conclure que la seiche est principalement responsable de l'augmentation du nombre de Strouhal.

4.5 Vitesses

4.5.1 Profils transversaux des vitesses longitudinales et transversales

Afin de déterminer les profils des vitesses pour les écoulements accélérés AQ1W2 et AQ2W2, nous avons effectué des mesures de vitesses sur deux profils transversaux à $x = 8,5$ m (milieu du canal) et à $x = 12,1$ m. Nous avons pris 15 points entre deux rangées de maisons, en commençant dans la veine rapide qui se trouve entre la deuxième et la troisième maison jusqu'à la veine rapide qui se trouve entre la quatrième et la cinquième maison, le pas d'espace transversal varie de 8 mm (dans la veine rapide) à 16 mm (derrière les maisons) et le pas d'espace vertical est de 3 mm. La Figure 4.33 montre quelques positions y des points de mesures.

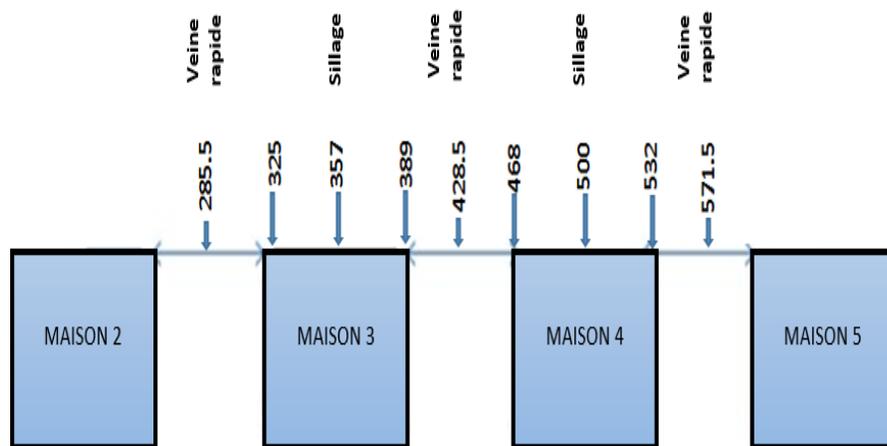


FIGURE 4.33 – Positions y des points de mesure.

La précision de la mesure est de 0,5 % de la vitesse ± 1 mm/s. De plus, on a une erreur systématique due à la mauvaise orientation de l'ADV dans le plan horizontal, cette erreur peut affecter les composantes horizontales de la vitesse moyenne et les tensions de Reynolds. Pour y remédier, nous avons corrigé nos mesures en utilisant la matrice de

rotation utilisée par de Peltier et al. (2013).

$$\begin{aligned}
 \overline{U}_0 &= \overline{U}_1 \cos \theta - \overline{V}_1 \sin \theta \\
 \overline{V}_0 &= \overline{V}_1 \cos \theta + \overline{U}_1 \sin \theta \\
 \overline{u}_0^2 &= \overline{u}_1^2 \cos^2 \theta + \overline{v}_1^2 \sin^2 \theta - \overline{u}_1 \overline{v}_1 \sin 2\theta \\
 \overline{v}_0^2 &= \overline{v}_1^2 \cos^2 \theta + \overline{u}_1^2 \sin^2 \theta + \overline{u}_1 \overline{v}_1 \sin 2\theta \\
 \overline{u}_0 \overline{v}_0 &= \frac{\sin 2\theta}{2} (\overline{u}_1^2 - \overline{v}_1^2) + \overline{u}_1 \overline{v}_1 \cos 2\theta
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

U_0 est la vitesse corrigée et U_1 est la vitesse non corrigée.

Suite à un test effectué proche de la paroi du canal où V_D la moyenne sur une verticale de la vitesse transversale est supposée nulle, nous avons obtenu un angle de mauvais alignement de l'ADV, $\theta = +1,4^\circ$, (Trouvé d'après les calculs Figure 4.36).

Les Figures 4.34 et 4.35 présentent les vitesses longitudinales U_D et transversales V_D moyennées sur la profondeur D et adimensionnées par la vitesse débitante U_Q à différentes positions x et y pour les deux écoulements AQ1W2 et AQ2W2.

$$U_Q = \frac{Q}{DB}
 \tag{4.11}$$

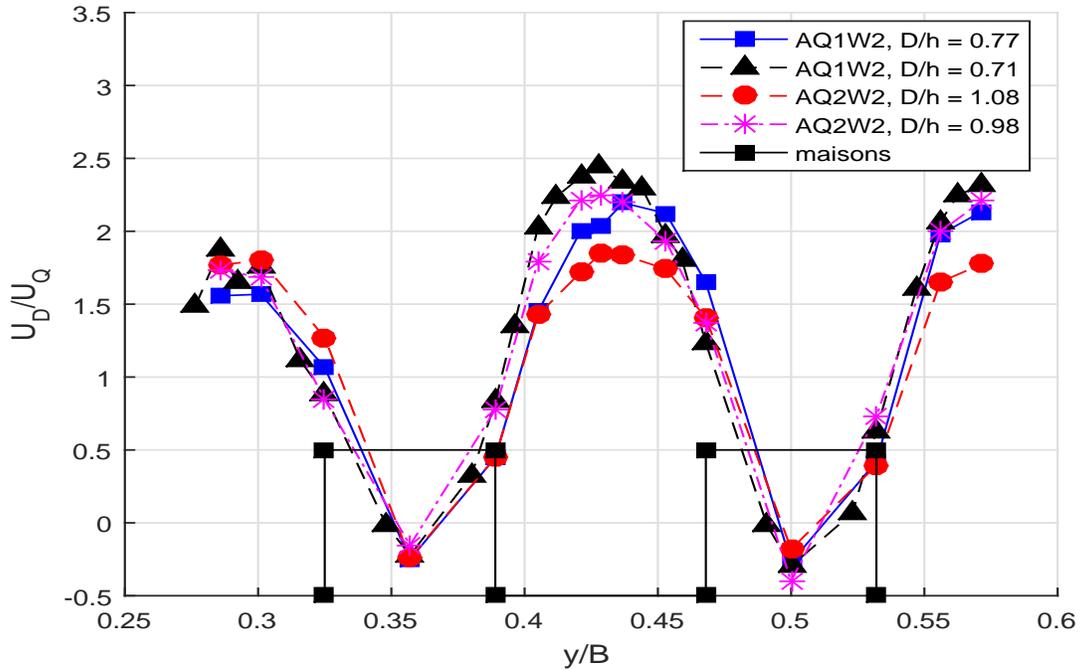


FIGURE 4.34 – Vitesses longitudinales moyennées en profondeur en fonction de y/B à différents x .

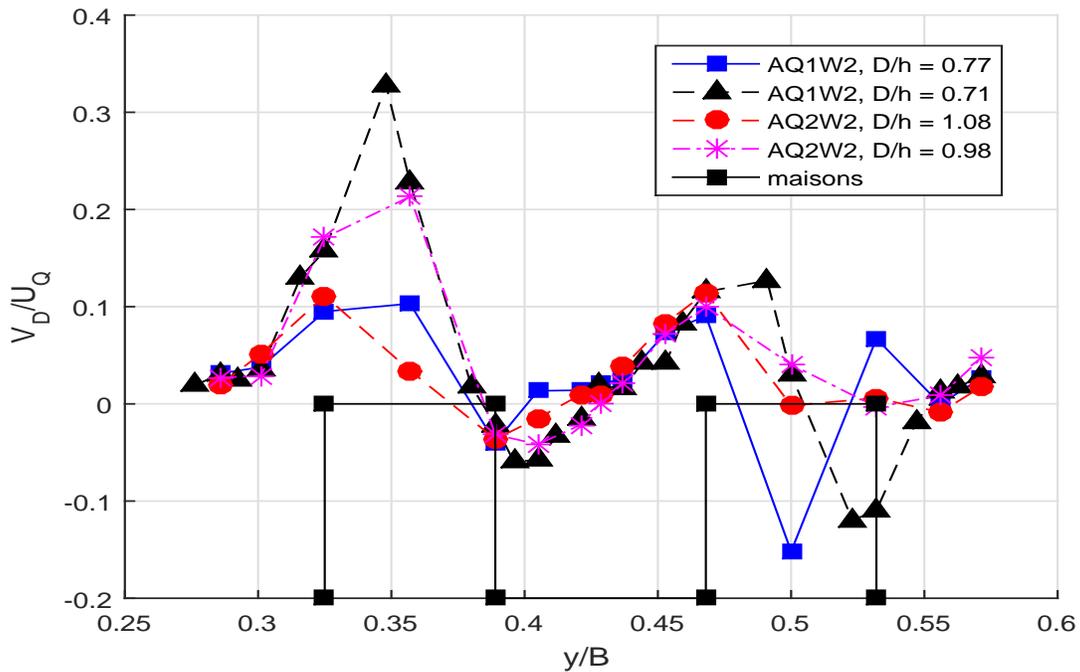


FIGURE 4.35 – Vitesses transversales moyennées en profondeur en fonction de y/B à différents x .

La diminution des hauteurs et l'augmentation des vitesses débitantes U_Q entre $x = 8,5$ m et $x = 12,1$ m sont de 10 % pour les deux débits. L'augmentation des vitesses débitantes entre $Q_1 = 3,5$ L/s et $Q_2 = 5,7$ L/s pour un même x est de 23 %.

On remarque que pour U_D , on a une symétrie par rapport à l'axe du canal à $y/B = 0,5$, et une symétrie par rapport au motif choisi (les milieux des deux maisons et les arrêtes). Les vitesses à $y/B = 0,285$ (entre la deuxième et la troisième maison) sont légèrement inférieures aux vitesses à $y/B = 0,428$ et $y/B = 0,571$. On n'observe pas cette diminution pour AQ2W2 à $x = 8,5$ m ($D/h = 1,10$) où les macro-rugosités sont submergées. On ne peut pas dire que l'effet des parois est présent car d'après [Nezu and Rodi \(1985\)](#), pour un canal avec $B/D > \beta_c$ où, β_c est une valeur critique estimée expérimentalement à 5 (c'est le cas de notre canal). L'effet des parois est négligeable si $|y/D| < (B/D - \beta_c)/2$, où y est la distance à partir du milieu du canal. Pour notre cas, l'effet de paroi est négligeable si : $0,116 < y/B < 0,884$.

On peut dire que cette diminution, peut être due à la fluctuation de la surface de l'eau car le point $y/B = 0,285$, se trouve dans un noeud où la fluctuation est nulle et $y/B = 0,428$ et $y/B = 0,571$, se trouvent dans des anti-noeuds où la fluctuation est maximale. On n'observe pas cette différence pour AQ2W2 à $x = 8,5$ m car la fluctuation de la surface d'eau dans un écoulement avec des macro-rugosités submergées est négligeable.

Pour les vitesses V_D , on observe une symétrie par rapport à la maison, des vitesses positives à gauche de la maison et des vitesses négatives à droite. Les vitesses V_D au milieu de la maison 4 sont nulles. Le point $y/B = 0,5$ représente le milieu et l'axe de symétrie du canal.

4.5.2 Vitesses proche paroi

La Figure 4.36 représente le profil vertical de vitesse latérale, $V(z)$, proche de la paroi. Elle nous montre la présence de courants secondaires du fait qu'on se trouve à $y/B > 0,884$. La vitesse V_D moyennée sur la profondeur est nulle.

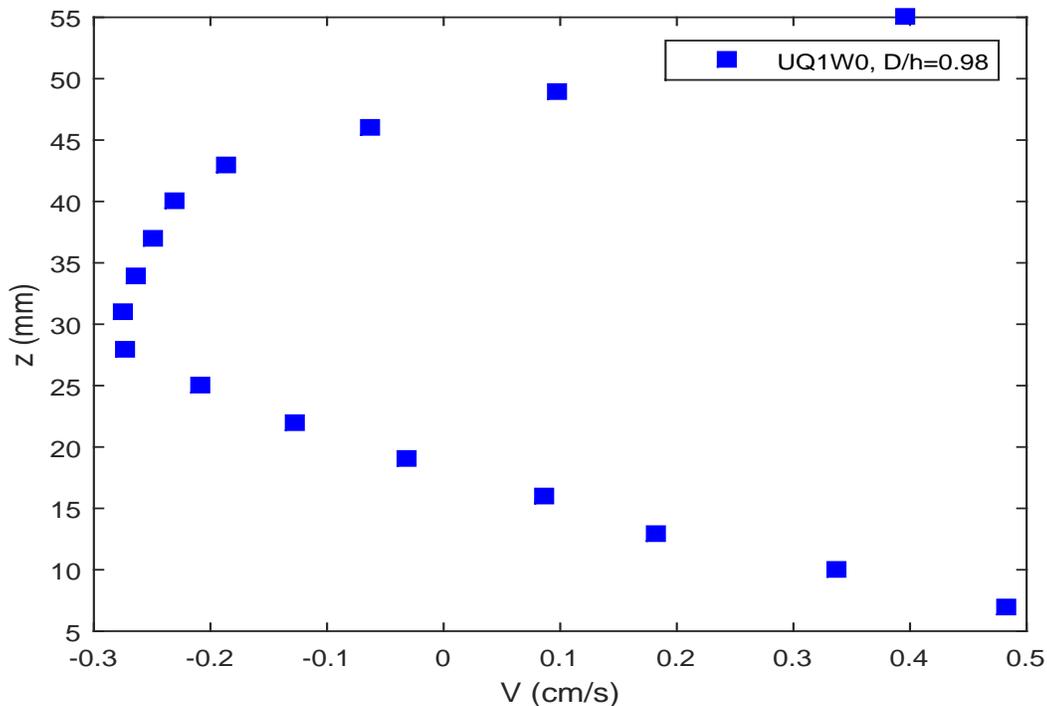


FIGURE 4.36 – Présence des courants secondaires proches de la paroi $y/B = 0,995$.

4.5.3 Comparaison des écoulements uniformes et non uniformes

La Figure 4.37 représente les vitesses, dans une veine rapide, moyennées par les vitesses locales U_D , pour l'écoulement uniforme AQ2W0* à $D/h = 1,2$, et l'écoulement accéléré UQ2W2 à $D/h = 1,1$. On constate que les vitesses maximales U_c se trouvent à proximité de $z/D = 0,8$ pour l'écoulement uniforme et en dessous de ce point pour l'écoulement accéléré, ce qui est en accord avec les résultats de [Kironoto and Graf \(1995\)](#), (pour les écoulements uniformes et accélérés avec un fond rugueux sans présence d'éléments de macro-rugosité).

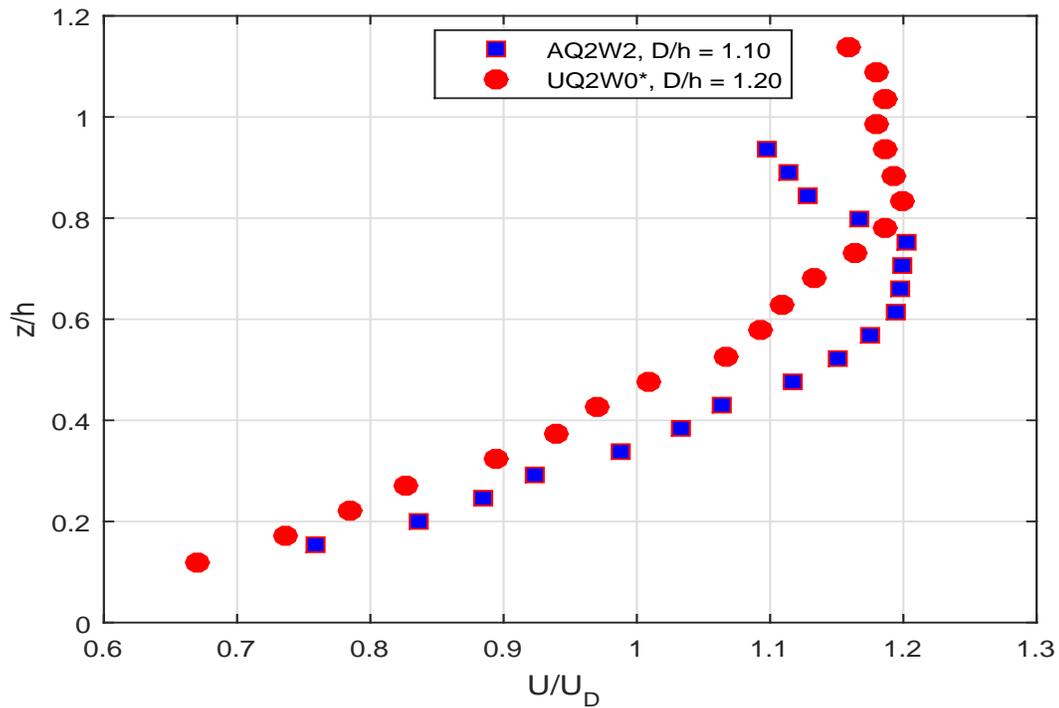


FIGURE 4.37 – Comparaison des vitesses longitudinales dans un écoulement uniforme et un écoulement accéléré.

4.5.4 Présentation des vitesses $U(Z)$

D'après la recherche bibliographique sur la couche limite, on a en présence d'obstacles, de forme cubique, trois couches limites : la sous couche rugueuse, la sous couche inertielle (ou couche logarithmique) et la couche externe. La Figure 4.38 montre les vitesses $U(z)$ à $y/B = 0,428$ (veine rapide), pour différents écoulements. On remarque que les formes des vitesses dans la veine rapide sont similaires à la forme de d'un écoulement de Poiseuille, pour une conduite fermée, et cela pour des macros-rugosités émergées ($D/h = 0,77, 0,71, 0,98$) et des macros-rugosités faiblement submergées ($D/h = 1,04, 1,08, \text{ et } 1,10$ pour la Figure 4.37) tandis que pour $D/h = 1,2$ (Figure 4.37), l'allure a changé le profil n'est plus similaire à l'écoulement de Poiseuille.

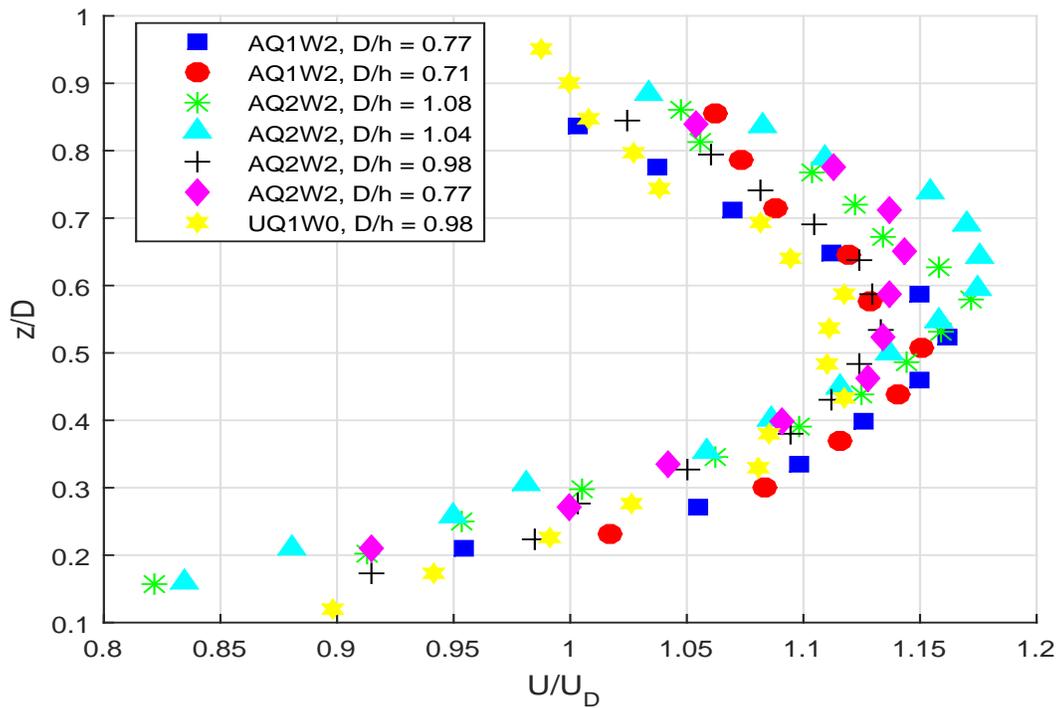


FIGURE 4.38 – Profil vertical de la vitesse longitudinale normalisée par la vitesse débitante U_Q en fonction des profondeurs pour différents écoulements

La Figure 4.39, nous montre bien que les vitesses derrière les cubes pour des niveaux z inférieurs à la hauteur du cube sont négatives, elles deviennent positives en s’approchant de la hauteur du cube $z/h = 0,8$ (pour l’écoulement uniforme) et $z/h = 0,85$ (pour l’écoulement non uniforme).

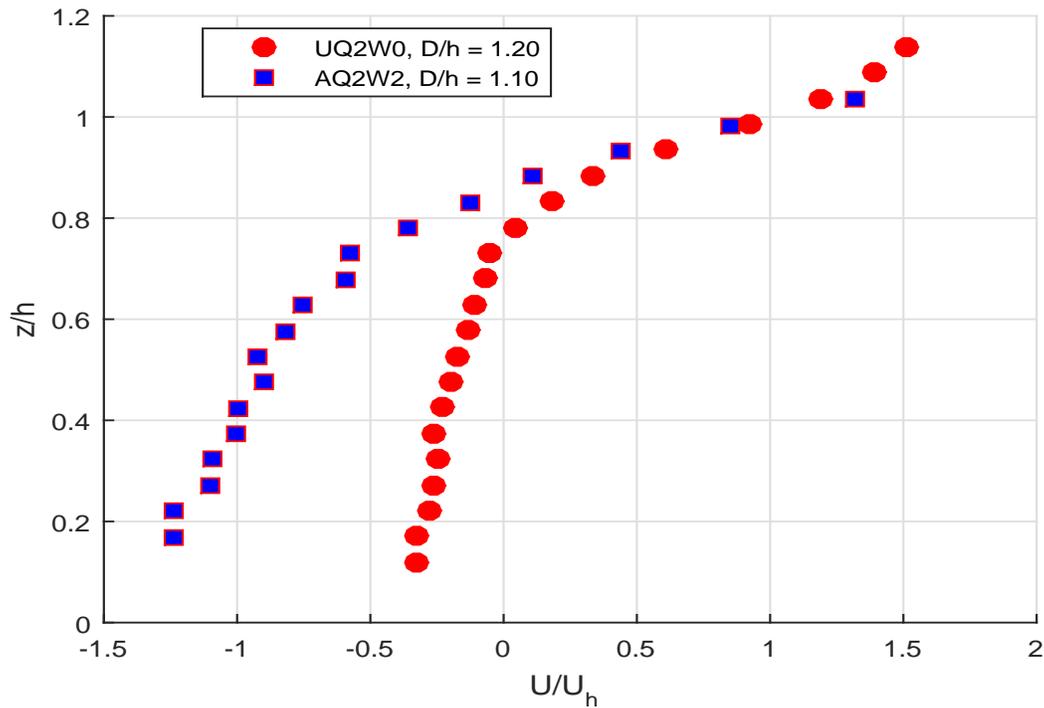


FIGURE 4.39 – Vitesses longitudinales dans une zone de sillage en fonction des profondeurs pour les écoulements avec des macro rugosités submergées.

Le profil de vitesse dans la zone de sillage tend à décroître exponentiellement à mesure que l'on s'approche du fond.

Macdonald (2000) a donné une équation qui permet de déterminer les vitesses U dans la zone de sous couche rugueuse.

$$U(z) = U_h \exp(a'(z/h - 1)) \quad (4.12)$$

U_h est la vitesse au sommet de la macro-rugosité à $z = h$, a' est appelé coefficient d'atténuation.

Macdonald (2000) a tracé des courbes à différents $a' = 0,5, 1, 2, 5, 10$, il a estimé que a' est proportionnel à la densité frontale : $a' = F\lambda_f$, avec, F une constante égale à 9,6. Pour notre cas et d'après des calculs, $a' = 1,78$ pour les écoulements avec macro-rugosités submergées.

Nous avons essayé d'appliquer cette équation pour l'écoulement uniforme UQ2W0* car la vitesse U_h peut être déterminée. Sachant que Macdonald (2000) a moyenné ses vitesses sur un motif (du milieu d'une maison au milieu de la veine rapide), et sur cinq y : deux dans la zone de sillage, deux dans la veine rapide et un au niveau de l'arrête de la maison. Nous avons fait la moyenne sur $2y$: au milieu de la veine rapide et au milieu de la maison. La Figures 4.40 montre les vitesses $U(z)$ moyennées sur y pour l'écoulement UQ2W0*.

Nous remarquons que l'allure des vitesses suit la fonction de [Macdonald \(2000\)](#) quand $0,85 < z/h < 1,05$, en prenant $a' = 1,78$. [Macdonald \(2000\)](#) a signalé que l'ajustement de la loi est généralement assez bon pour une densité de $\lambda_f < 0,30$, mais pour $\lambda_f > 0,30$, le profil exponentiel a une mauvaise adaptation aux données mesurées. Ceci est dû à des recirculations derrière les rangées de cubes, ce qui produit des vitesses négatives en moyenne à un petit z/h .

Dans notre cas, $\lambda_f < 0,18$, la différence entre nos résultats et ceux de [Macdonald \(2000\)](#) est peut être due à l'absence d'informations sur les vitesses au niveau des arrêtes. Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour confirmer.

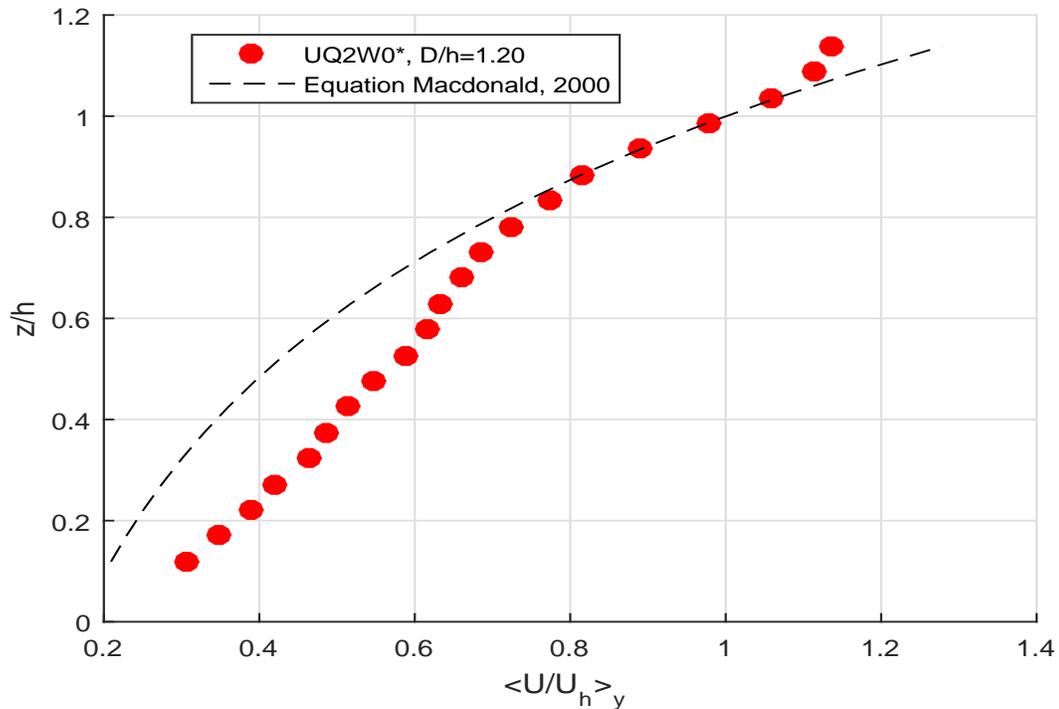


FIGURE 4.40 – Comparaison des vitesses mesurées et calculées par l'équation de [Macdonald \(2000\)](#), UQ2W0*

La Figure 4.41 nous montre, pour des écoulements submergés, plus D/h sera plus petit plus la forme des vitesses s'éloigne de celle proposée par [Macdonald \(2000\)](#), peut-être cela est lié à la faible submersion D/h . Notons que les écoulements avec des macro-rugosités émergées, (Figure 4.42), ne suivent pas la fonction de [Macdonald \(2000\)](#).

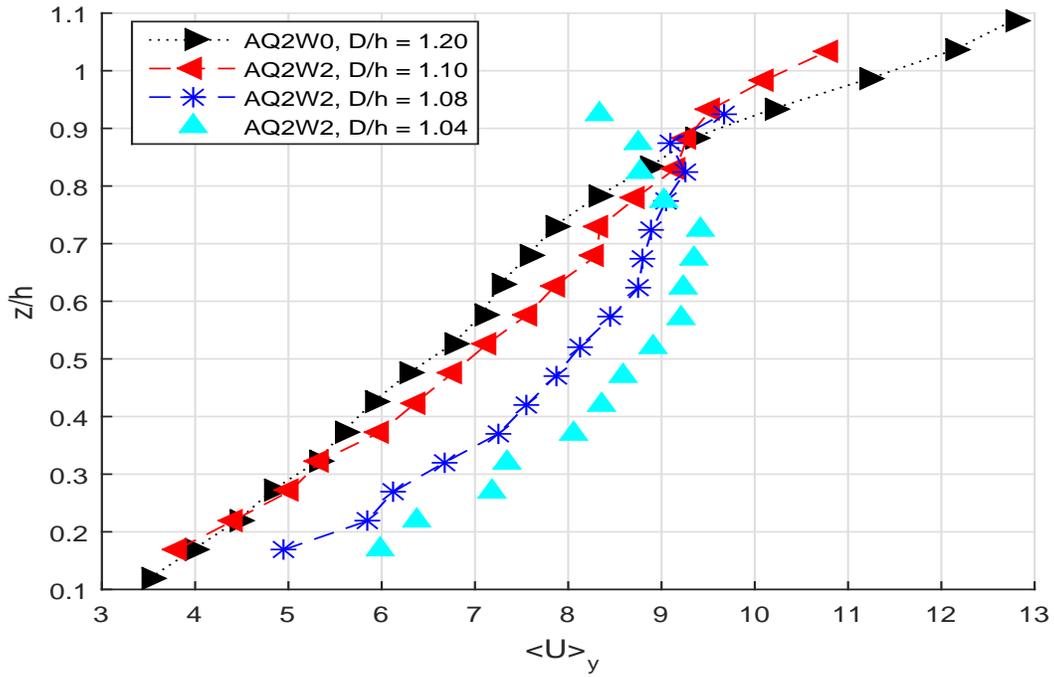


FIGURE 4.41 – Vitesses longitudinales moyennées en y , en fonction des profondeurs pour différents écoulements avec des macro rugosités submergées.

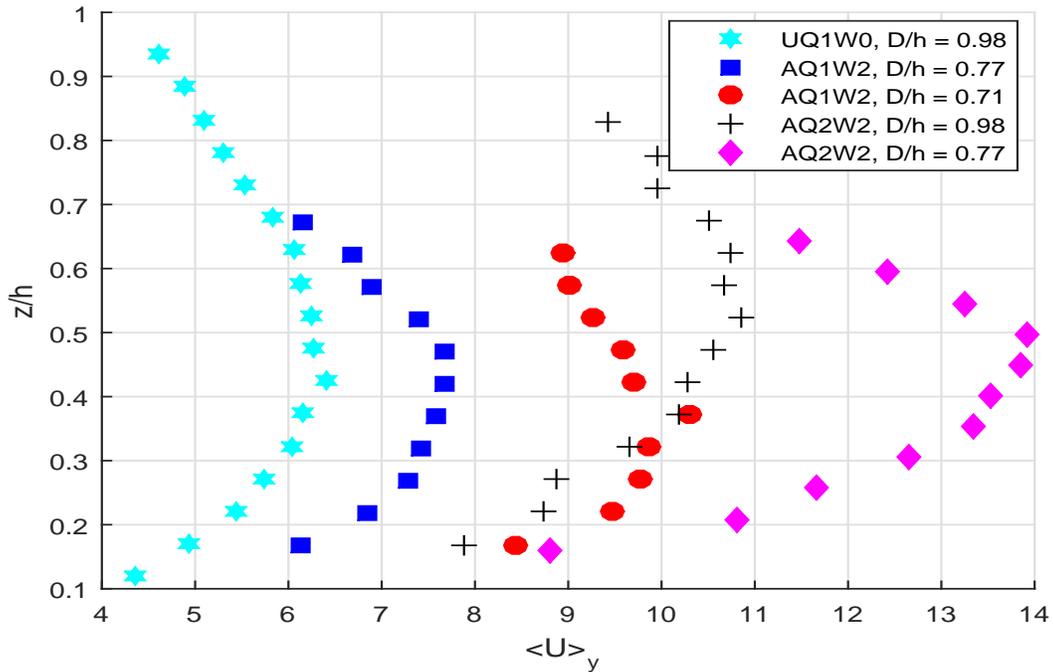


FIGURE 4.42 – Vitesses longitudinales moyennées en y , en fonction des profondeurs pour différents écoulements avec des macro rugosités émergées.

La vitesse moyenne dans la sous-couche inertielle est décrite par le profil semi-logarithmique classique, (Tennekes and Lumley, 1972).

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d}{h} \right) \quad (4.13)$$

d : est la hauteur de déplacement, κ est la constante de Von Karman prise généralement = 0,4 et u_* est la vitesse de frottement. Il existe plusieurs méthodes pour déterminer u_* , on peut appliquer la formule $u_* = \sqrt{gR_h I}$, cette formule fait intervenir la pente de la surface libre dans le calcul de u_* , où g est l'accélération gravitationnelle, R_h le rayon hydraulique du canal et I la pente d'énergie, pour un écoulement uniforme la pente I est égale à la pente du canal. Cette formule donne une estimation globale de la vitesse de frottement, alors que d'autres méthodes estiment une valeur de vitesse de frottement locale, Florens (2010).

Le tableau 4.5, nous donne les vitesses u_* pour chaque écoulement testé.

Tableau 4.5 – Vitesses de frottement u_* .

Écoulements	D/h	u_* (cm/s)
UQ1W0	0,98	2,31
UQ2W0*	1,20	2,53
AQ1W2	0,77	3,10
AQ1W2	0,71	2,99
AQ2W2	1,10	4,01
AQ2W2	1,08	3,98
AQ2W2	1,04	3,92
AQ2W2	0,98	3,81
AQ2W2	0,77	3,42

4.5.5 Présentation des intensités turbulente $\sqrt{u'^2}$ et $\sqrt{v'^2}$

Les effets du seiching sur l'écart-type des fluctuations des vitesses longitudinales et transversales sont illustrés dans les Figures 4.43 et 4.44, respectivement.

Les fluctuations de vitesse transversales sont plus élevées près de la région du noeud que près de la région des anti-noeuds (24 à 40 %) pour les quatre conditions d'écoulement étudiées, ce qui est cohérent avec la définition des noeuds et des anti-noeuds.

Aucun résultat similaire ne peut être observé pour les fluctuations de vitesse dans le sens du courant, soulignant que les ondes de seiche étudiées ici sont principalement associées à un mouvement transversal oscillant de l'eau. La Figure 4.44 suggère que, lorsque les

cubes sont légèrement submergés, les fluctuations de vitesses transversales peuvent être trop faibles par rapport à la vitesse débitante pour modifier la quantité de mouvement longitudinale de l'écoulement, comme indiqué précédemment sur la Figure 4.34.

Ces résultats suggèrent que les ondes de seiche peuvent être responsables de la différence, d'un modèle élémentaire d'un cube à un autre, dans (a) la vitesse moyenne de l'écoulement, lorsque les cubes sont émergés; et (b) la fluctuation de la vitesse transversale, lorsque les cubes sont émergés et submergés.

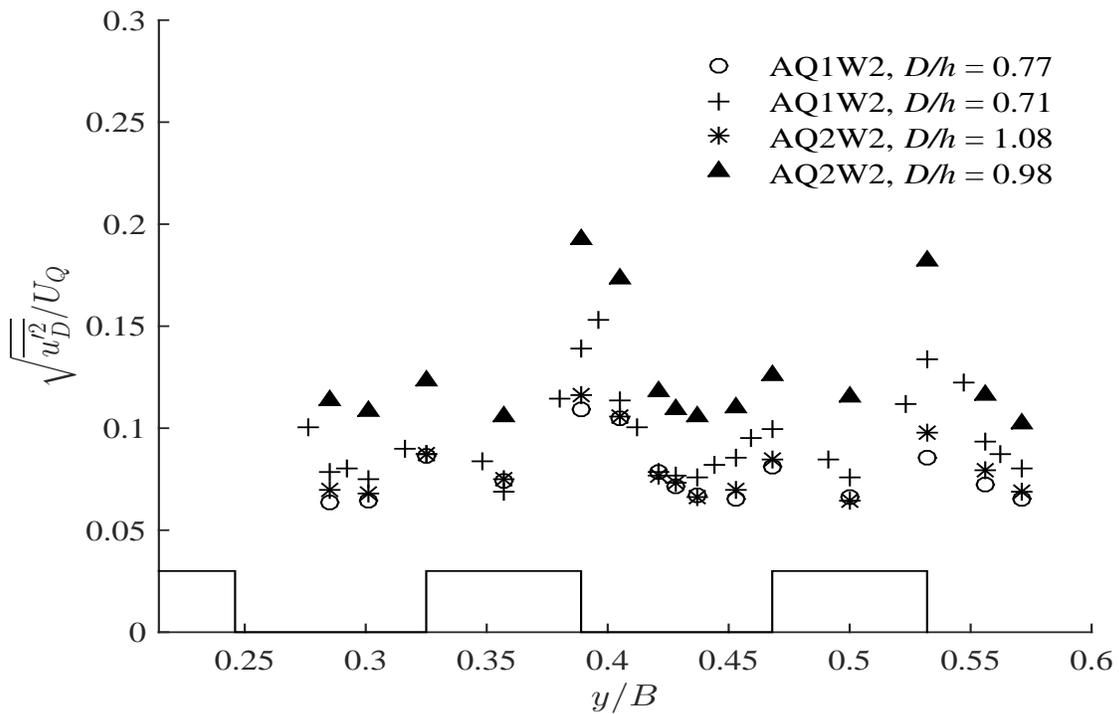


FIGURE 4.43 – Profil vertical de vitesse longitudinale normalisée par la vitesse débitante U_Q en fonction des profondeurs pour différents écoulements.

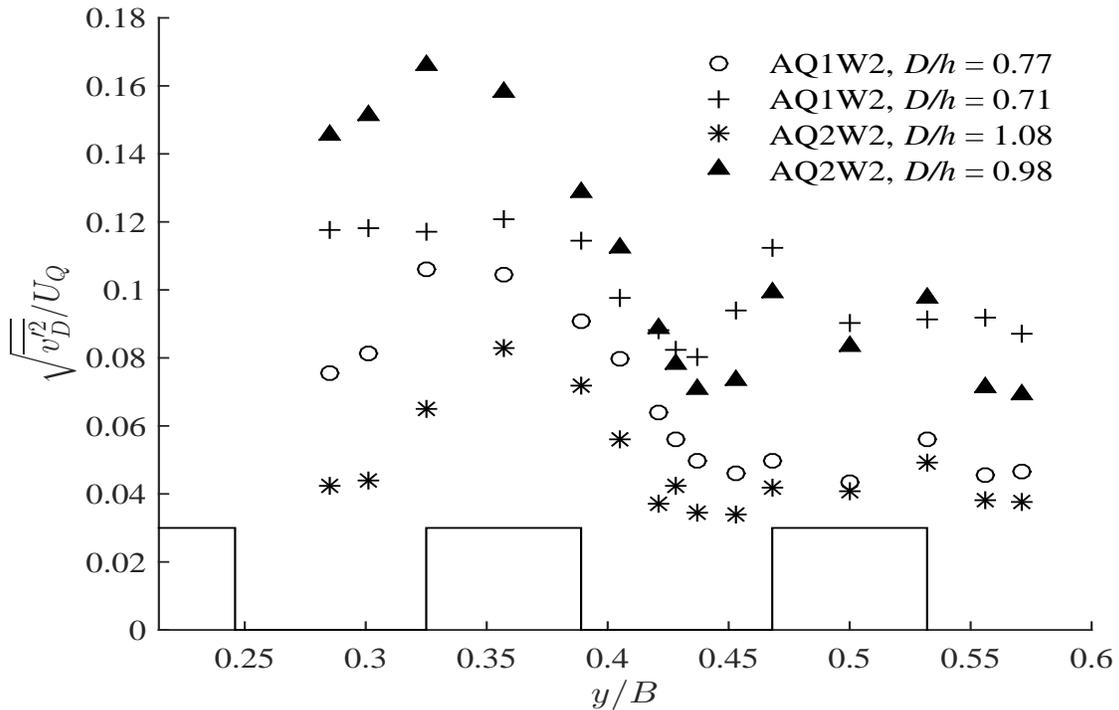


FIGURE 4.44 – Profil vertical de vitesse longitudinale normalisée par la vitesse débitante U_Q en fonction des profondeurs pour différents écoulements.

4.6 Conclusion

Des écoulements uniformes et non uniformes à travers une série de cubes émergés et légèrement submergés sont étudiés dans un canal à surface libre. Nous nous sommes concentrés sur les ondes de seiche transversales induites par la formation de tourbillons derrière les cubes. L'amplitude de la seiche est quantifiée par l'amplitude relative de l'onde A/D . Les six écoulements étudiés présentent une submersion relative D/h comprise entre 0,47 et 1,20 et une amplitude relative A/D comprise entre 2% et 38%. Les principaux résultats de cette étude sont :

- Des oscillations périodiques de la surface de l'eau ont été observées pour les écoulements uniformes et non uniformes, ainsi que pour les cubes émergés et légèrement submergés. Un processus de verrouillage entre le vortex et les ondes transversales naturelles a eu lieu à chaque position longitudinale. Lorsque l'écoulement est non uniforme, il en résultait la coexistence de deux ondes stationnaires transversales avec des modes différents à une faible distance l'une de l'autre,
- Les fréquences de seiche mesurées (résultant des spectres de fluctuation de la profondeur de l'écoulement ou de la vitesse transversale) pourraient être approximées

en appliquant les équations de fréquence des ondes naturelles développées pour les eaux peu profondes. Ces équations se sont avérées valables pour les écoulements uniformes et non uniformes, ainsi que pour les cubes émergés et légèrement submergés,

- Les nombres de Strouhal observés (fréquences sans dimension de perte de vortex) étaient deux ou trois fois plus élevés que le nombre de Strouhal pour un cylindre carré isolé en raison du processus de verrouillage,
- L'amplitude relative de l'onde A/D a été considérablement réduite lorsque les cubes initialement émergés sont devenus légèrement submergés. Ceci a été observé en particulier pour un nombre de Froude fixe et une valeur de mode d'oscillation fixe,
- Lorsque les cubes ont été immergés, il a été constaté que le rapport A/D était essentiellement influencé par la submersion relative D/h . Il a diminué de 12% à 2% pour $D/h=1,04$ à $1,20$,
- Lorsque les cubes sont émergés, il a été constaté que le rapport A/D était principalement influencé par le nombre de Froude et le mode d'oscillation. En raison du phénomène de résonance (processus de verrouillage), cela est équivalent à une influence du nombre de Strouhal et le mode n ,
- Enfin, pour les cubes émergés, la vitesse moyenne dans le sens du courant s'est avérée être plus faible aux noeuds qu'aux anti-noeuds (jusqu'à 44%). Pour les cubes émergés et immergés, les fluctuations de vitesse transversale étaient plus importantes aux noeuds qu'aux anti-noeuds (jusqu'à 40%).

Chapitre 5

Chapitre 5

Simulations numériques des données expérimentales avec le Code Rubar20

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons une comparaison entre les résultats de simulation numériques faite avec le code (2D) Rubar20, et les données expérimentales de (Dupuis et al., 2016) sur un canal présentant une rugosité de fond de type prairie et des macro-rugosités de géométrie cylindriques (arbres), afin de quantifier les incertitudes sur les niveaux d'eau et les vitesses et de voir si ce code 2D peut reproduire le phénomène physique. A la fin du chapitre, nous comparons les résultats des simulations numériques faites par le même code et les hauteurs uniformes calculées par Chetibi et al. (2019b). Le code Rubar20 traite les équations de Saint-Venant en 2D par la méthode des volumes finis.

5.2 Les équations de SAINT-VENANT bidimensionnelles

Nous présentons ci-dessous les équations bidimensionnelles de Saint-Venant, données dans la Paquier (2015) :

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial Q_x}{\partial t} + \frac{\partial \left(\frac{Q_x^2}{D} + \frac{gD^2}{2} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right)}{\partial y} = -gD \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{gQ_x \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2}}{C^2 D^2} + P_x + \left[\frac{\partial \left(\nu_t D \frac{\partial (Q_x/D)}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\nu_t D \frac{\partial (Q_x/D)}{\partial y} \right)}{\partial y} \right] \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial Q_y}{\partial t} + \frac{\partial \left(\frac{Q_x Q_y}{D} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\frac{Q_y^2}{D} + \frac{gD^2}{2} \right)}{\partial y} = -gD \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{gQ_y \sqrt{Q_x^2 + Q_y^2}}{C^2 D^2} + P_y + \left[\frac{\partial \left(\nu_t D \frac{\partial (Q_y/D)}{\partial x} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\nu_t D \frac{\partial (Q_y/D)}{\partial y} \right)}{\partial y} \right] \quad (5.3)$$

D est la hauteur d'eau, Z est la cote du fond, Q_x est le débit unitaire selon l'axe des x ($Q_x = U \times D$), Q_y est le débit unitaire selon l'axe des y , g est l'accélération de la pesanteur, C est le coefficient de Chezy, P_x et P_y sont les composantes du frottement à la paroi verticale exprimées comme frottement du fond, mais la contrainte étant parallèle à la paroi, on la multiplie par 0 pour les mailles sans parois et par (D/L) pour les autres mailles, avec L dimension de la maille dans la direction perpendiculaire à la paroi. ν_t est le coefficient de viscosité (ou de diffusion), ce coefficient est pris i) comme une constante $\nu_t = cte$, ii) comme un coefficient variable dans l'espace et pas dans le temps $\nu_t = k \times U^* \times D$, où U^* est la vitesse du fond. Elle est variable, soit en fonction du frottement :

$$U^* = \sqrt{g \frac{(Q_x^2 + Q_y^2)}{D^2 C^2}}, \text{ avec } C \text{ coefficient de Chezy,}$$

soit en fonction de la surface libre :

$$U^* = \sqrt{gD \sqrt{\left(\frac{\partial(Z+D)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial(Z+D)}{\partial y} \right)^2}}.$$

5.3 Cas d'étude

Trois cas d'étude ont été testés :

- Une simulation 2D, d'un écoulement dans un canal en lit simple (1 m*18 m), avec un fond de type prairie et une pente $S_0 = 1,05$ mm/m, à travers un champ de cylindres émergents de $\phi = 10$ mm.

La densité des cylindres est égale à $N' = 81$ cylindres/m², répartie sur une succession de rangées paires de six cylindres suivies de rangées impaires de sept cylindres. La densité planaire des cylindres, qui est la surface totale des cylindres sur la surface totale du canal, est égale à $6,4 \cdot 10^{-3}$. Les configurations choisies sont WQ7, WQ15 et WQ21, canal avec prairie et arbres où W fait référence aux arbres, et Q aux débits 7 L/s, 15 L/s, 21 L/s respectivement, (Figure 5.1).

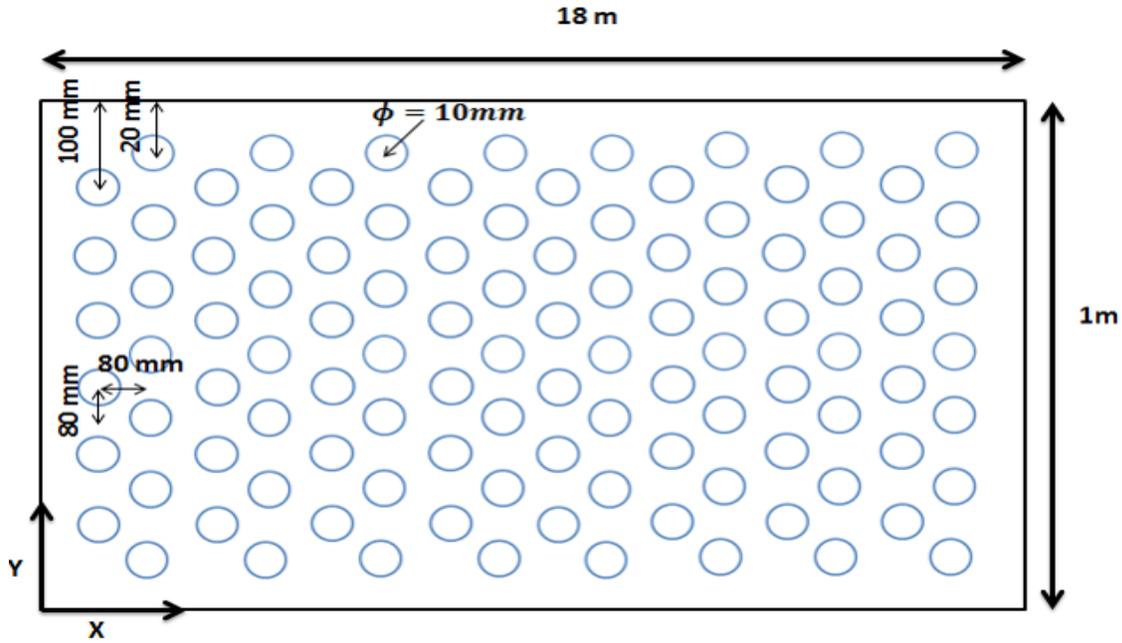


FIGURE 5.1 – Vue schématique en plan xy du canal avec prairie et arbres , et photo des arbres.

- Une simulation 2D, d'un écoulement dans le même canal avec une transition longitudinale de rugosité, prairie seule vers prairie avec arbres. Les configurations choisies sont MW7, MW15 et MW21, où M fait référence à la prairie et W fait référence aux arbres avec des débits de 7 L/S, 15 L/s et 21 L/s respectivement, (Figur.5.2).

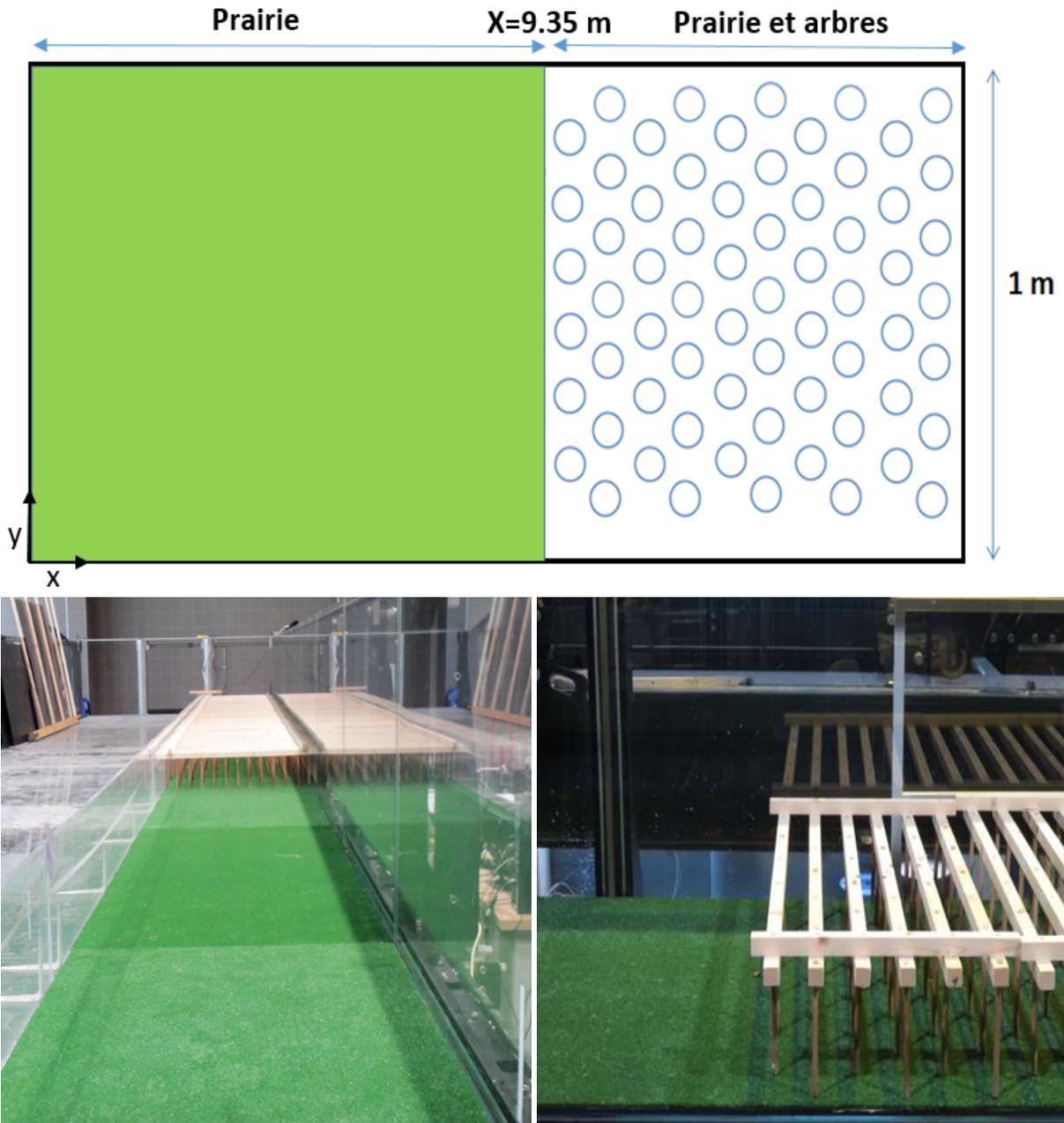


FIGURE 5.2 – Vue schématique en plan xy du canal en transition prairie seule vers prairie avec arbres, et photos de la transition.

- Une simulation 2D, d'un écoulement dans le même canal avec une transition lon-

gitudinale de rugosité, prairie avec présence d'arbres vers un fond de type prairie seule. Les configurations choisies sont WM7, WM15 et WM50, où M fait référence à la prairie et W fait référence aux arbres avec des débits de 7 L/S, 15 L/s et 50 L/s respectivement, (Figure 5.3).

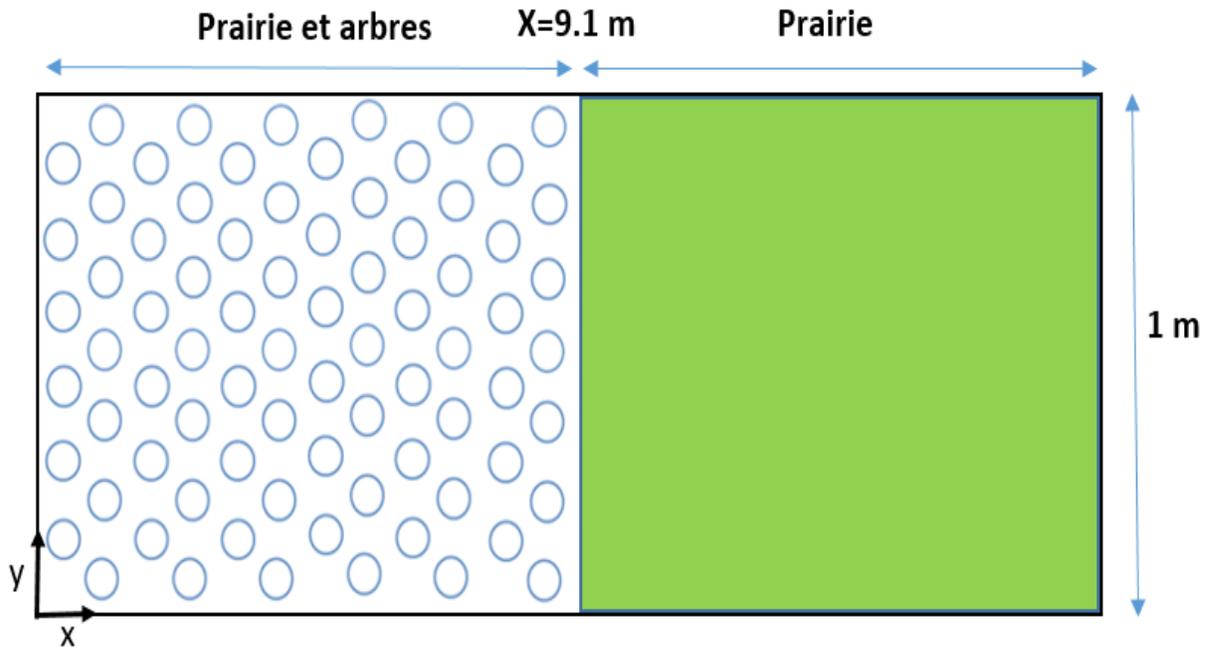


FIGURE 5.3 – Vue schématique en plan xy du canal en transition prairie avec présence d'arbres vers un fond de type prairie seule.

Les configurations WQ7, WQ15 et MW15 ont été étudié par [Chetibi et al. \(2019a\)](#).

5.4 Données et paramètres

5.4.1 La géométrie du canal

La géométrie du domaine d'étude est faite dans FUDAA-MODELEUR-1.2-RC10. Ce dernier est un outil de conception et de réalisation des modèles 1D et 2D pour des codes hydrauliques. Son interface permet de créer la géométrie des sections en travers d'un bief à partir de données géométriques diverses, et de l'exporter au format.st, Figure 5.4. Les cylindres ont été présentés comme des octogones, ce qui donne 70274 mailles. Un raffinement du maillage a été fait, en présentant les cylindres comme des hexadécagones, ce qui donne 99008 mailles, (Figure 5.5).

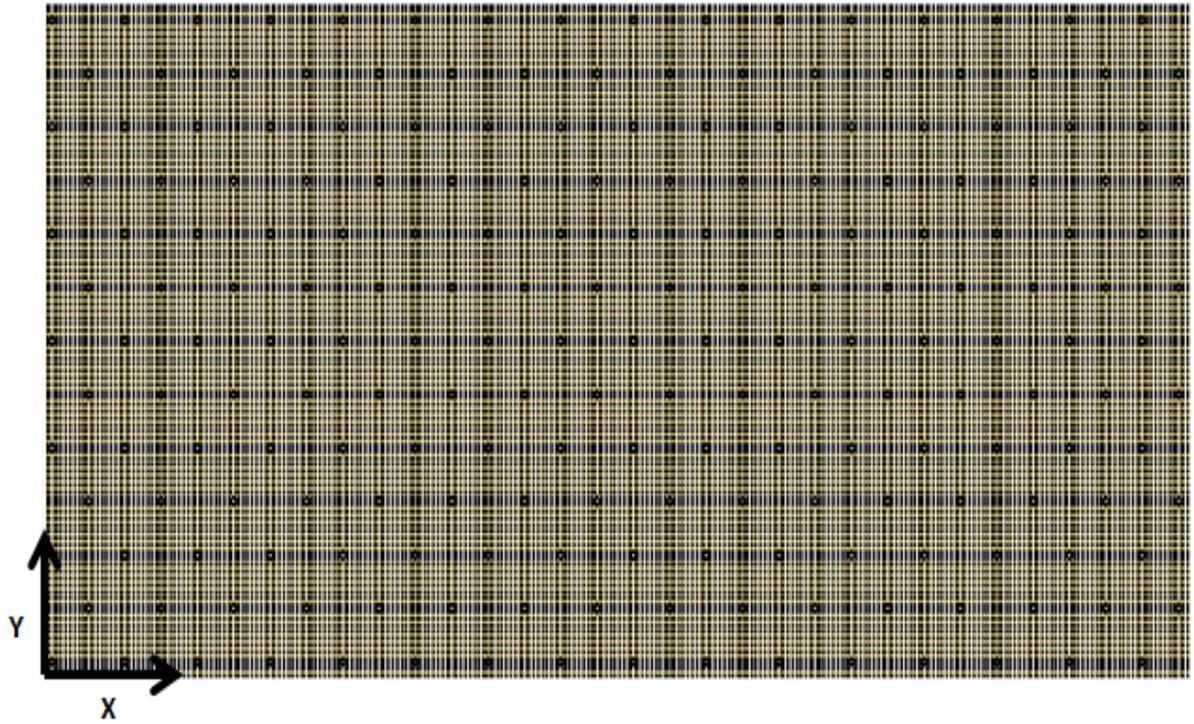


FIGURE 5.4 – Le fichier de géométrie .st, les trous noirs indiquent les arbres.

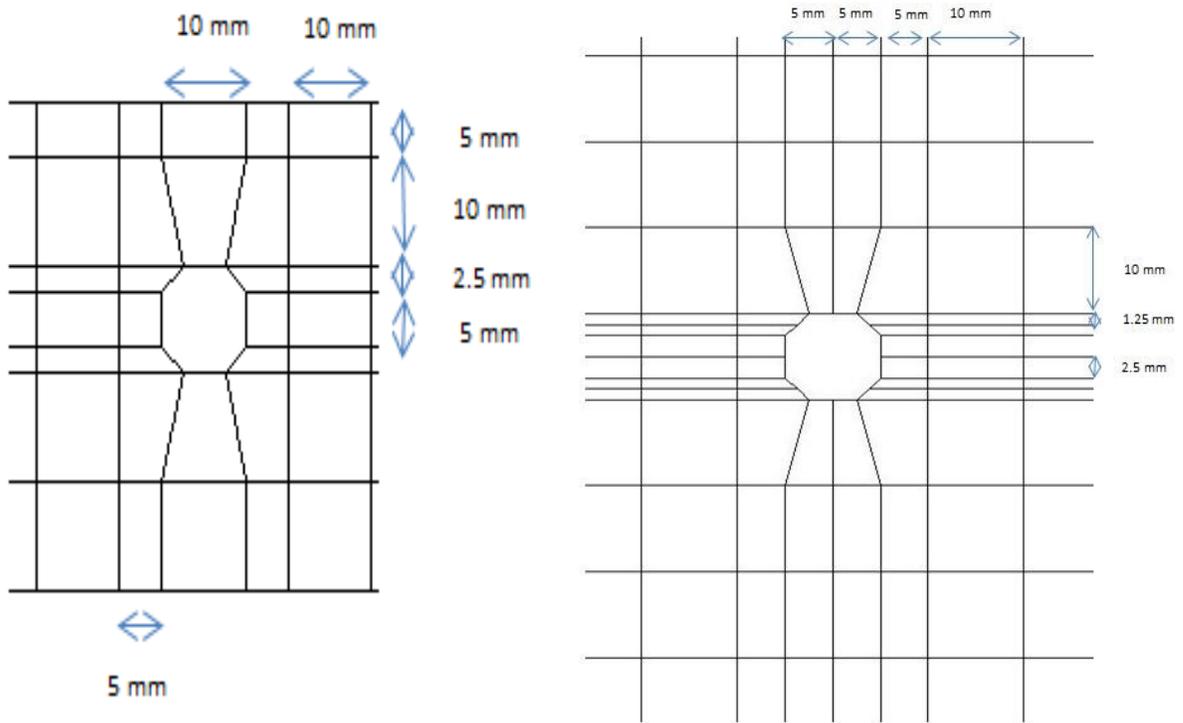


FIGURE 5.5 – Maille octogonales (à gauche), et maille hexadecagonales (à droite).

5.4.2 Le frottement de fond

Deux coefficients de frottement de fond correspondant aux coefficients de Strickler ont été testés :

- i) $Ks = 60,24 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$, ce qui correspondent à un coefficient de Manning $n = 0,0166 \text{ s m}^{-1/3}$, calculé par (Dupuis, 2016) à l'aide de la formule 1D de Manning-Strickler,
- ii) $Ks = 75,3 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$, ce qui correspondent à 80% du coefficient de Manning de la prairie calculé en 1D (pour le cas 2D, le coefficient de Strickler 2D est généralement plus grand que le 1D, car la constante de viscosité turbulente est prise en considération en 2D, ce qui augmente la perte de charge).

5.4.3 Les conditions aux limites

• A l'amont

Trois conditions ont été testées :

- Condition type 1 : La répartition de débit au niveau de la maille est en fonction de la maille du temps précédent (en supposant le débit constant dans chaque maille), cela correspond au régime fluvial,
- Condition type 2 : La vitesse est supposée uniforme dans la même section,
- Condition type 3 : La pente du frottement est supposée constante.

Les deux conditions (types 2 et 3) ne donnent pas de bons résultats pour les hauteurs. Pour la suite nous avons choisi, la condition type 1. Les conditions à l'amont sont présentées dans le Tableau. 5.1 :

Tableau 5.1 – Conditions amont pour les différents écoulements.

Écoulement	Débit normal (L/s)	Débit tangentiel (L/s)	Surface libre (m) $Z_w = Z_f + D$
WQ7	7	0	0,06005
WQ15	15	0	0,11825
WQ21	21	0	0,1572
MW7	7	0	0,0686
MW15	15	0	0,1229
MW21	21	0	0,1618
WM7	7	0	0,0656
WM15	15	0	0,095
WM50	50	0	0,187

• **A l'aval**

Trois conditions ont été testées :

- Condition type 1 : En imposant une loi de tarage type1 (avec vitesse uniforme sur toute la section),
- Condition type 2 : En imposant une loi de tarage type2 (avec vitesse non uniforme sur toute la section),
- Condition type 3 : En imposant une hauteur constante égale à la hauteur du régime uniforme.

La condition type 1, ne donne pas de bons résultats, car effectivement, en présence d'arbre la vitesse n'est pas uniforme sur une section.

Pour les écoulements non uniformes MW et WM, nous prenons les conditions des écoulements uniformes WQ et MQ, respectivement (MQ sont les écoulements avec rugosité de fond type prairie seule, Dupuis et al. (2016))

5.4.4 Les conditions de parois

Les parois sont considérées comme des arrêtes imperméables, ce qui correspond à une réflexion sur la limite, c'est-à-dire vitesse normale nulle. Un coefficient de frottement est appliqué sur les parois, il ne peut pas être différent pour les parois du canal et pour les surfaces solides cylindriques. On aura la même condition pour les parois solides et les arbres.

Deux coefficients de Strickler ont été testés : $Ks = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et $Ks = 80 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$.

5.4.5 La viscosité turbulente

Trois types de viscosité turbulente ont été testés :

- Une viscosité constante dans tout le canal : $\nu_t = 10^{-4}, 10^{-5}, \nu_t = 10^{-6}$ et $0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$,
- Une viscosité variable en fonction du frottement : $\nu_t = k_f D \sqrt{g \frac{(u^2+v^2)}{C^2}}$ avec $k_f = 10^{-1}, 10^{-2}$ et 10^{-3} ,
- Une viscosité variable en fonction de la surface libre :
$$\nu_t = k_s D \sqrt{g D \sqrt{\left(\frac{\partial(Z+D)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial(Z+D)}{\partial y}\right)^2}}$$
 avec $k_s = 10^{-1}, 10^{-2}$ et 10^{-3} .

5.5 Résultats pour un modèle explicite d'arbres

5.5.1 Comparaison des hauteurs d'eau

Afin de comparer les hauteurs d'eau calculées numériquement aux hauteurs expérimentales de Dupuis et al. (2016), la droite longitudinale à $y = 0,95 \text{ m}$ a été choisie, elle

correspond à celle des mesures expérimentales.

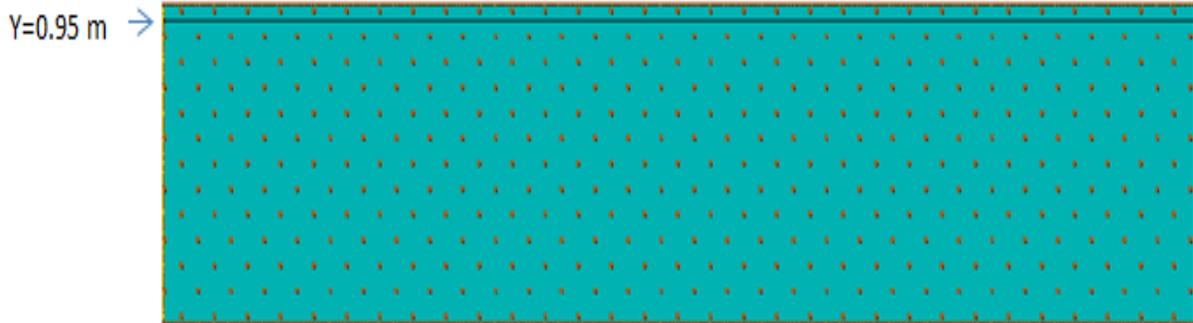


FIGURE 5.6 – La droite longitudinale pour la comparaison des hauteurs.

5.5.2 Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, canal de 5 m et canal de 18 m

Tout d'abord, nous voulons tester si en prenant seulement 5 m du canal (prairie avec arbres), les résultats obtenus vont être similaires aux résultats pour le canal de 18 m. Notons que la première rangée d'arbres utilisés expérimentalement, se trouve à 20 mm de l'amont du canal, ce qui a été choisi pour le canal de 5 m. Ce choix nous a donné une perturbation à l'amont : les hauteurs d'eau avant les deux premiers mètres n'étaient pas stables.

Pour le canal de 18 m, la première rangée d'arbres a été mise à 40 mm de l'amont, mais la perturbation de la hauteur d'eau a été toujours observée dans les deux premiers mètres.

Les résultats en prenant les canaux de 5 m et de 18 m, et en gardant les mêmes paramètres, étaient similaires et à l'intérieur des marges d'erreur expérimentales, (Figure 5.7).

Afin de minimiser trois fois le temps de calcul, les simulations ont été faites sur un canal de 5 m, pour les cas WQ7, WQ15 et WQ21.

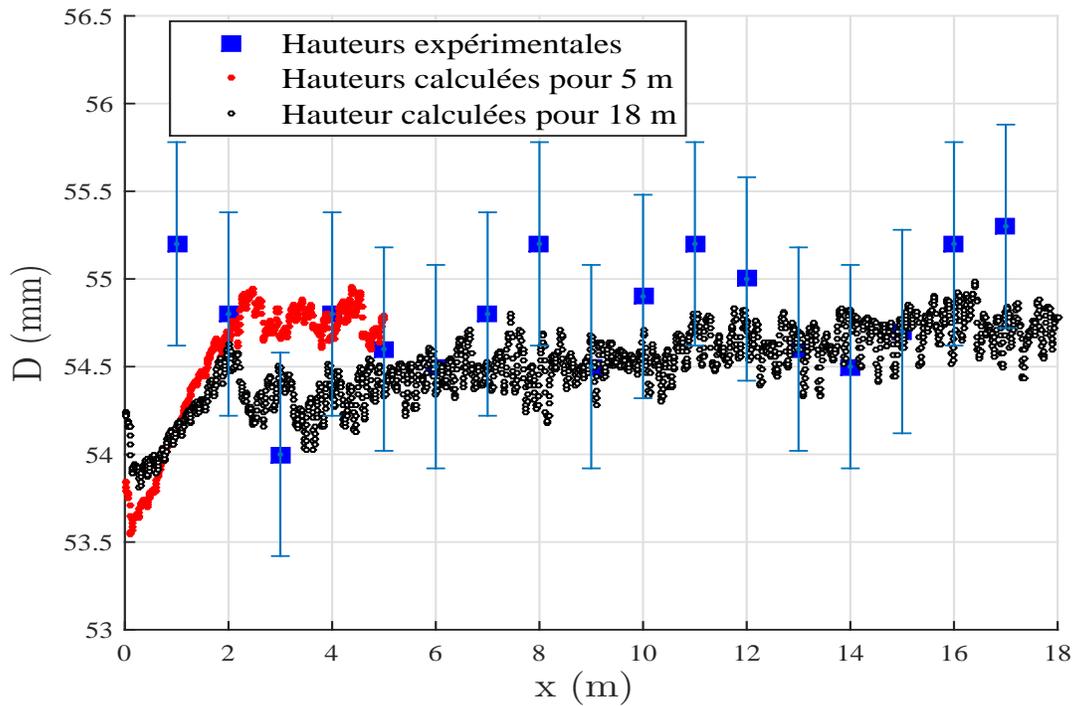


FIGURE 5.7 – Comparaison des hauteurs d’eau pour le canal à 5 m et à 18 m.

5.5.3 Comparaison des hauteurs d’eau pour le cas WQ7, à différents types de viscosité turbulente

Pour trouver les paramètres de simulation donnant les plus faibles erreurs par rapport à l’expérimentale, premièrement, une viscosité turbulente constante a été testée, (Figure 5.8).

Pour une viscosité turbulente nulle, les hauteurs d’eau calculées correspondent bien aux hauteurs mesurées, la même chose est observée pour des viscosités inférieures ou égales à $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

Pour $\nu_t > 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, on remarque que le changement de la viscosité a un impact sur les hauteurs, elles augmentent avec ν_t . On constate que les rangées d’arbres à l’entrée du canal influencent sur les hauteurs.

Le régime uniforme est observé à partir de $x = 2 \text{ m}$, mais la variation des hauteurs d’eau est de l’ordre de 1 mm, ce qui rentre dans l’erreur de mesure, l’erreur est estimée par la formule suivante, $E = \sqrt{0,3^2 + 0,5^2} = 0,58 \text{ mm}$ avec 0,3 mm l’erreur de résolution et 0,5 mm l’erreur de reproductibilité (données par le constructeur).

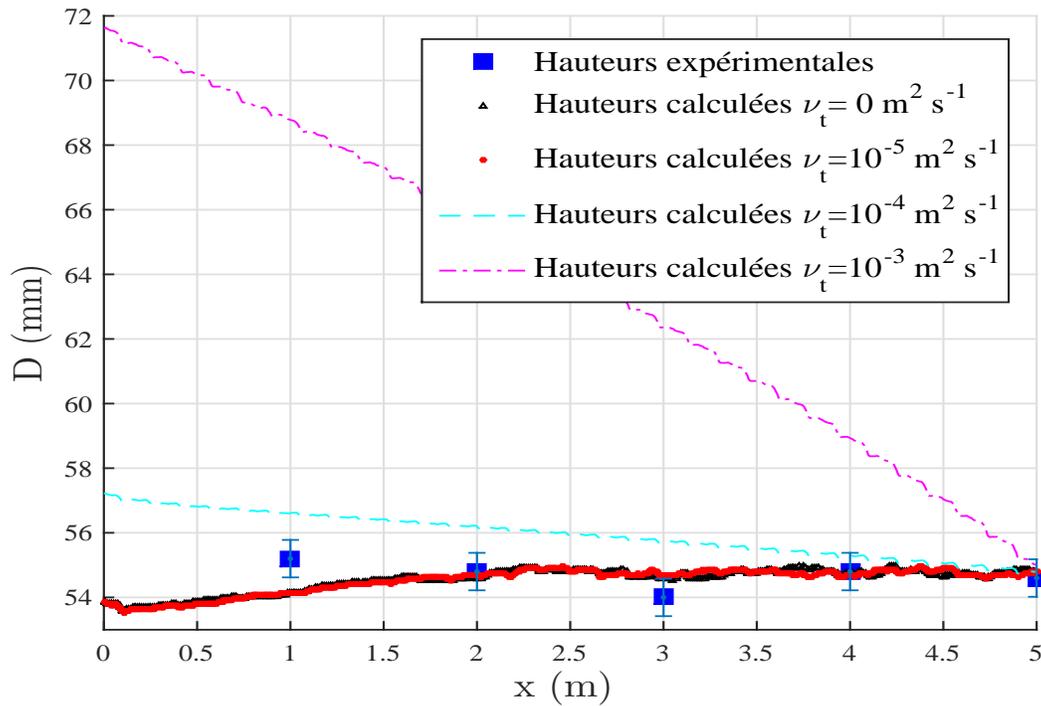


FIGURE 5.8 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et une viscosité turbulente constante sur tout le canal.

Ensuite, nous avons testé des viscosités turbulentes variables : en fonction du frottement (avec $k = k_f$, voir section 5.2), ou en fonction de la surface libre $k = k_s$. On remarque, dans la Figure 5.9, que pour $k_s = 0,01$ et $k_s = 0,001$ et $k_f = 0,001$, les hauteurs d'eau sont similaires à $\nu_t = 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\nu_t = 0$.

Le cas $k_s = 0,1$ donne des résultats stables pour la hauteur. Pour $k_f = 0,1$, nous avons obtenu de très grandes hauteurs.

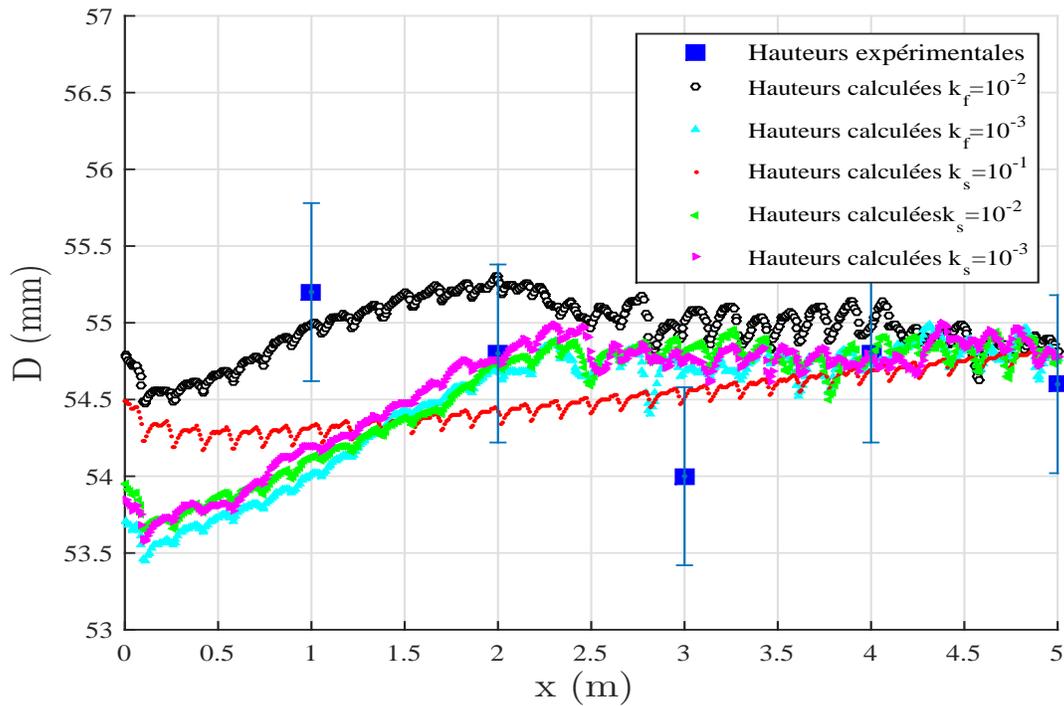


FIGURE 5.9 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et une viscosité turbulente variable.

5.5.4 Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, à différents coefficients de frottement

Deux coefficients de frottement de fond, ont été testés $Ks_{fond} = 60,24 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et $Ks_{fond} = 75,3 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$, avec un coefficient de frottement de paroi $Ks_{paroi} = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$, (Figure 5.10).

Deux coefficients de frottement de paroi, ont été testés : $Ks_{paroi} = 80 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et $Ks_{paroi} = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$, avec un coefficient de frottement de fond $Ks_{fond} = 75,3 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$. Pour tous ces coefficients, on obtient des hauteurs d'eau qui rentrent dans la marge des hauteurs expérimentales.

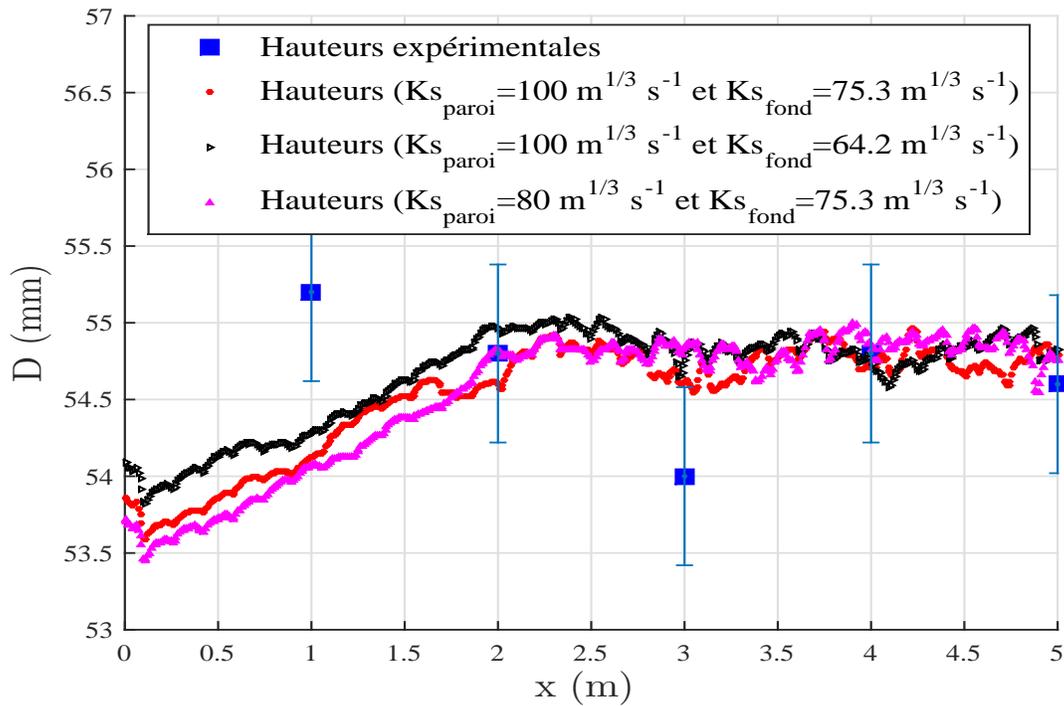


FIGURE 5.10 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et différents coefficients de frottement.

Nous allons utiliser par la suite les paramètres suivants : $\nu_t = 10^{-5}$, $K_{s_{fond}} = 75,3 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et $K_{s_{paroi}} = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$.

5.5.5 Comparaison des hauteurs d'eau pour le cas WQ7, pour deux maillages différents

Deux maillages différents ont été testés, en présentant les cylindres comme des octogones et comme des hexadécagones. Pour les mêmes coefficients choisis, on a une indépendance du maillage, (Figure 5.11).

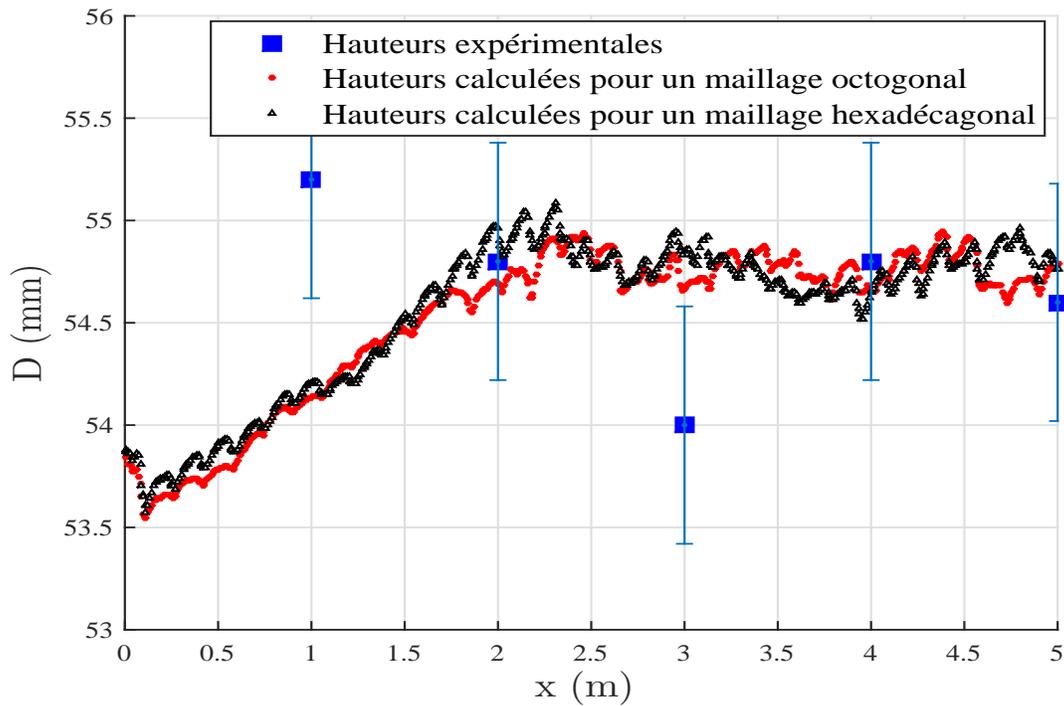


FIGURE 5.11 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 et différents maillages.

5.5.6 Comparaison des hauteurs d'eau pour les cas WQ15 et WQ21

Deux écoulements pour un canal avec rugosité de type prairie et en présence d'arbres à $Q = 15$ L/s et $Q = 21$ L/s ont été reproduit afin de comparer les hauteurs et les vitesses obtenues expérimentalement. Nous avons utilisé le maillage avec les octogones, et les paramètres choisis précédemment. Les hauteurs sont très bien estimées, comme pour le cas WQ7, (Figures 5.12 et 5.13).

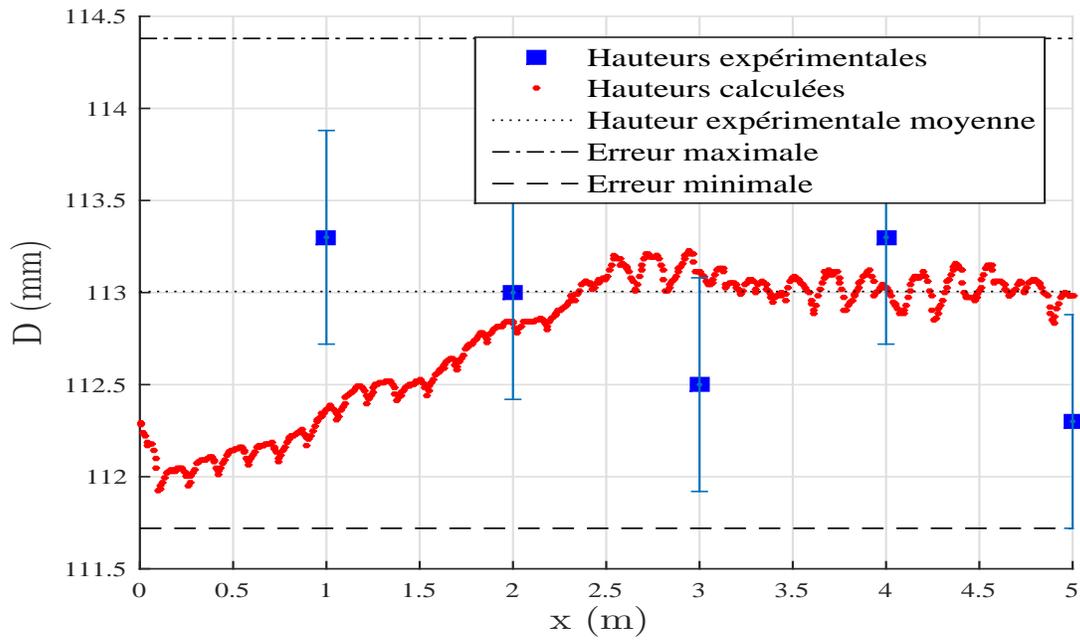


FIGURE 5.12 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ15.

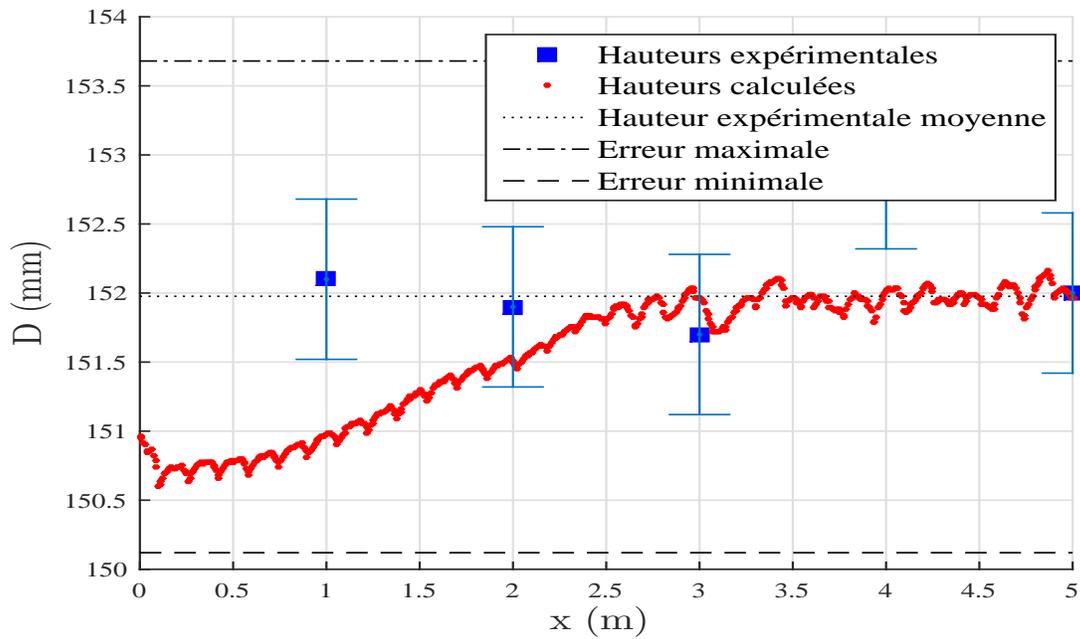


FIGURE 5.13 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ21.

5.5.7 Comparaison des hauteurs d'eau pour les cas MW7, MW15 et MW21

En prenant le canal avec transition longitudinale de rugosité (prairie seule vers arbres et prairie), les coefficients de strickler de fond $K_{s_{fond}} = 60,24 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et de paroi $K_{s_{paroi}} = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ (sur tout le canal), le coefficient de viscosité $\nu_t = 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, et les conditions amont et aval de chaque écoulement (Figures 5.14 à 5.16).

Les hauteurs sont très bien estimées à l'amont dans la partie prairie seule et à l'aval dans la partie prairie avec arbres, une légère sous-estimation est observée dans la partie transition des rugosités. Les hauteurs d'eau augmentent dans la partie prairie seule, jusqu'à atteindre une hauteur uniforme dans la partie prairie avec arbres.

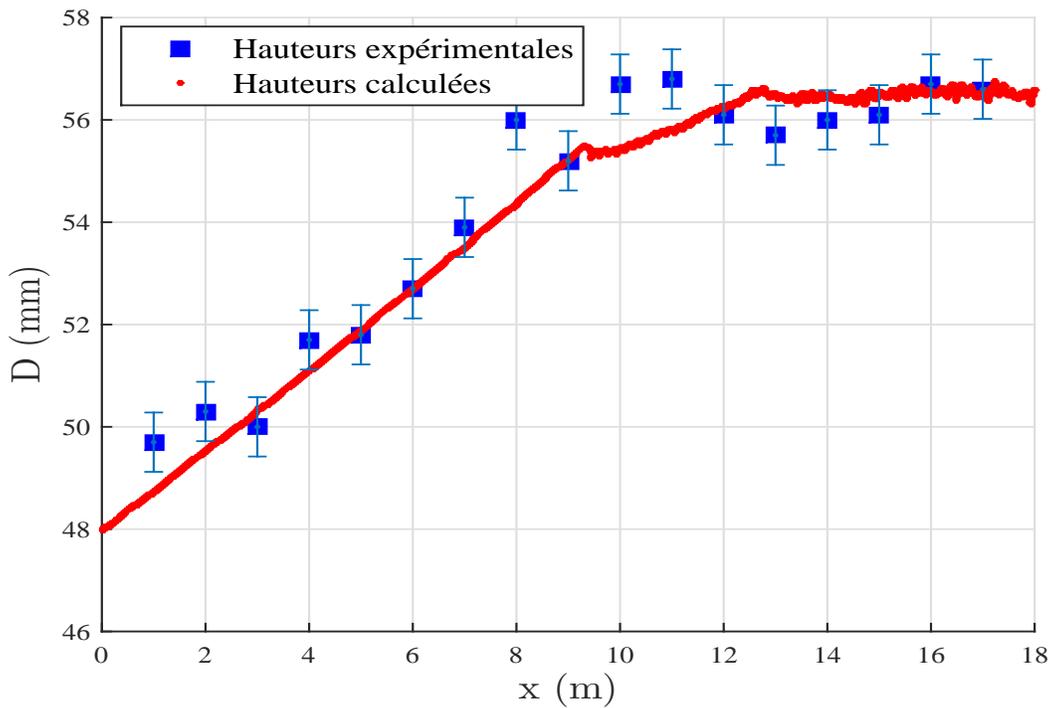


FIGURE 5.14 – Comparaison des hauteurs pour le cas MW7.

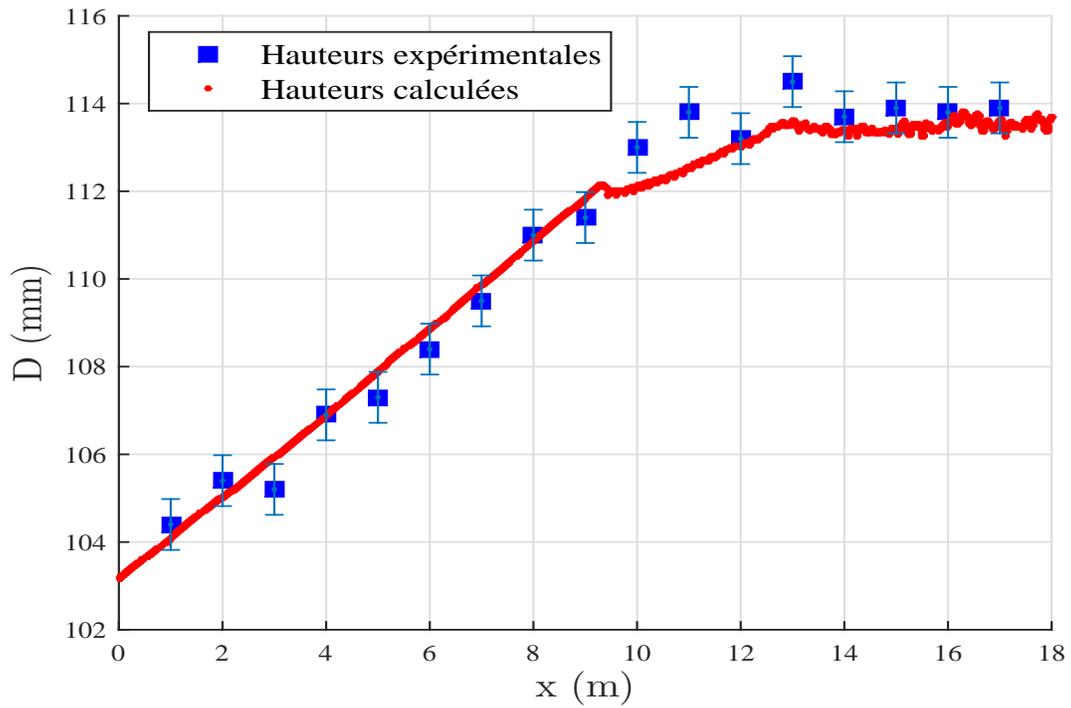


FIGURE 5.15 – Comparaison des hauteurs pour le cas MW15.

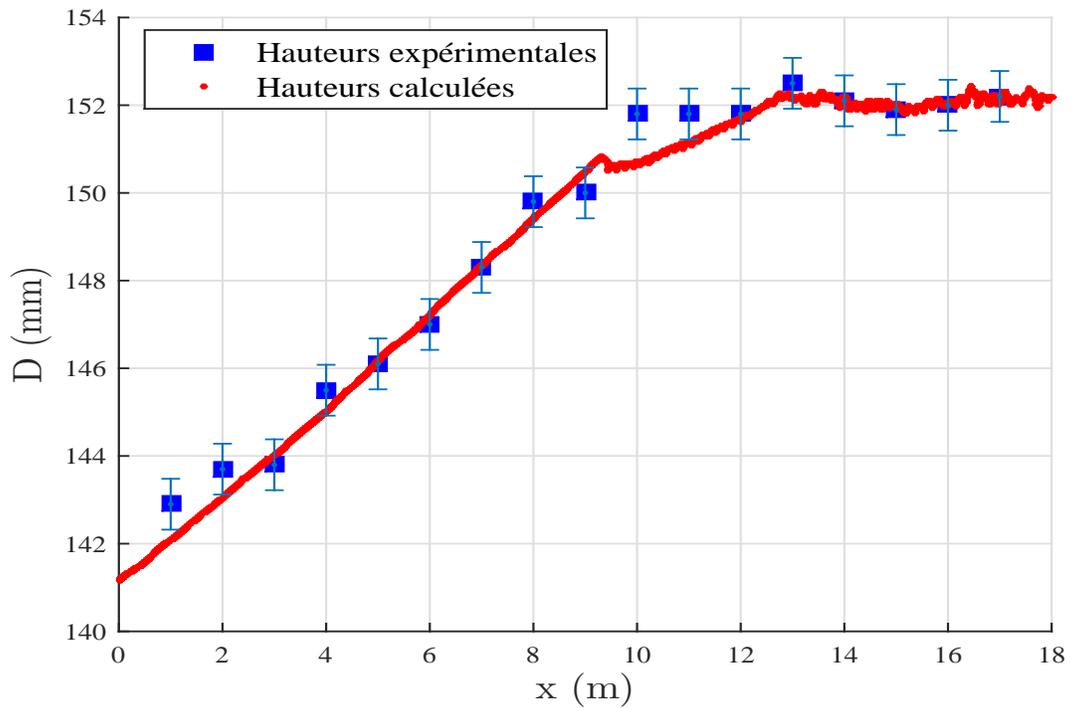


FIGURE 5.16 – Comparaison des hauteurs pour le cas MW21.

5.5.8 Comparaison des hauteurs d'eau pour les cas WM7, WM15 et WM50

En prenant le canal avec transition longitudinale de rugosité (prairie avec arbres vers prairie seule), les coefficients de strickler de fond $Ks_{fond} = 60,24 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et de paroi $Ks_{paroi} = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ (sur tout le canal), le coefficient de viscosité $\nu_t = 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, et les conditions amont et aval de chaque écoulement, (Figures 5.17 à 5.19).

Pour le cas WM7, les hauteurs sont légèrement sous-estimées dans la partie prairie avec arbre et au début de la partie prairie seule, avec une perturbation dans la partie de la transition de rugosité. À l'aval de partie prairie seule, les hauteurs sont très bien estimées. Pour les écoulements WM15 et WM50, les hauteurs sont très bien estimées dans les parties prairie avec arbres et prairie seule, avec une perturbation au niveau de la transition de rugosité. Les hauteurs d'eau diminuent dans la partie prairie avec arbres jusqu'à atteindre une hauteur uniforme dans la partie prairie seule.

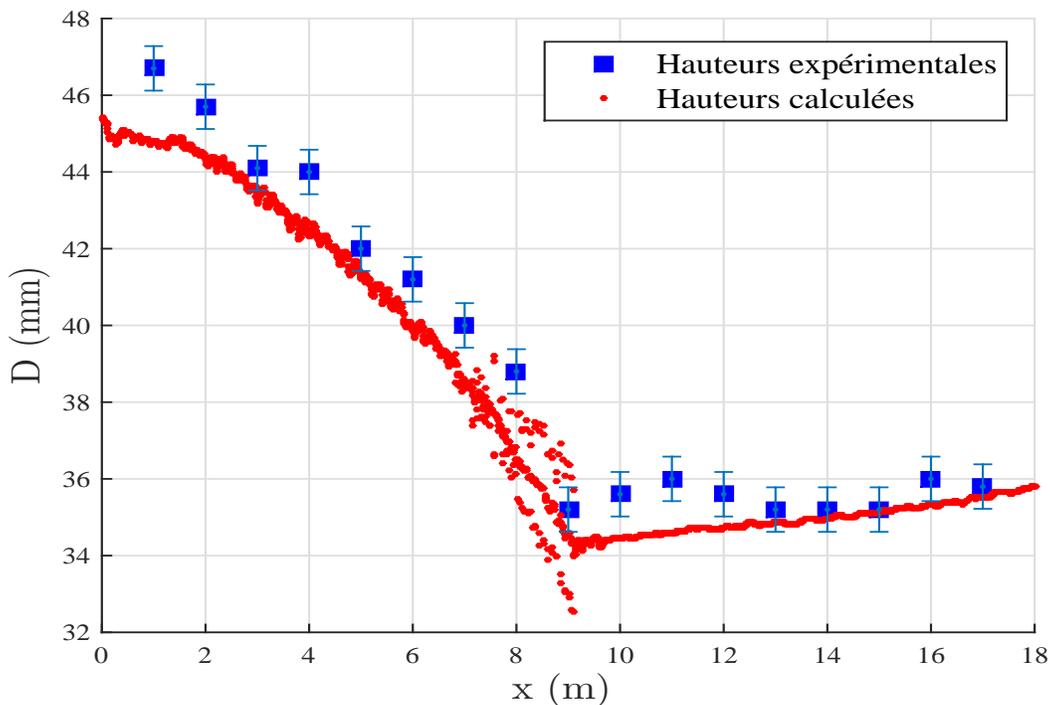


FIGURE 5.17 – Comparaison des hauteurs pour le cas WM7.

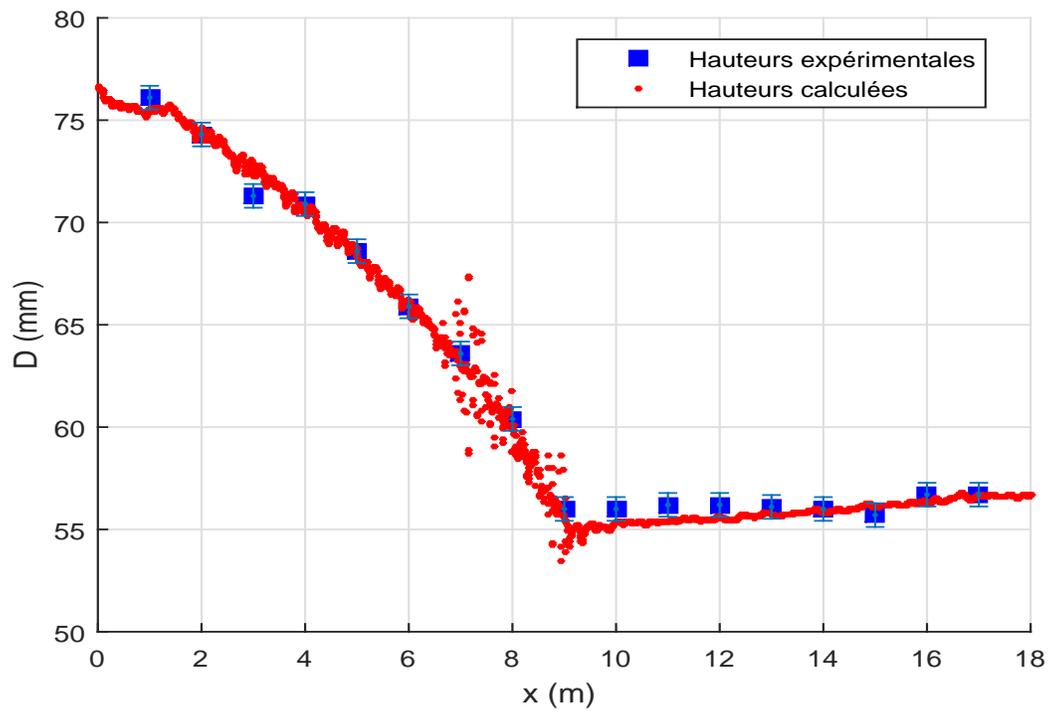


FIGURE 5.18 – Comparaison des hauteurs pour le cas WM15.

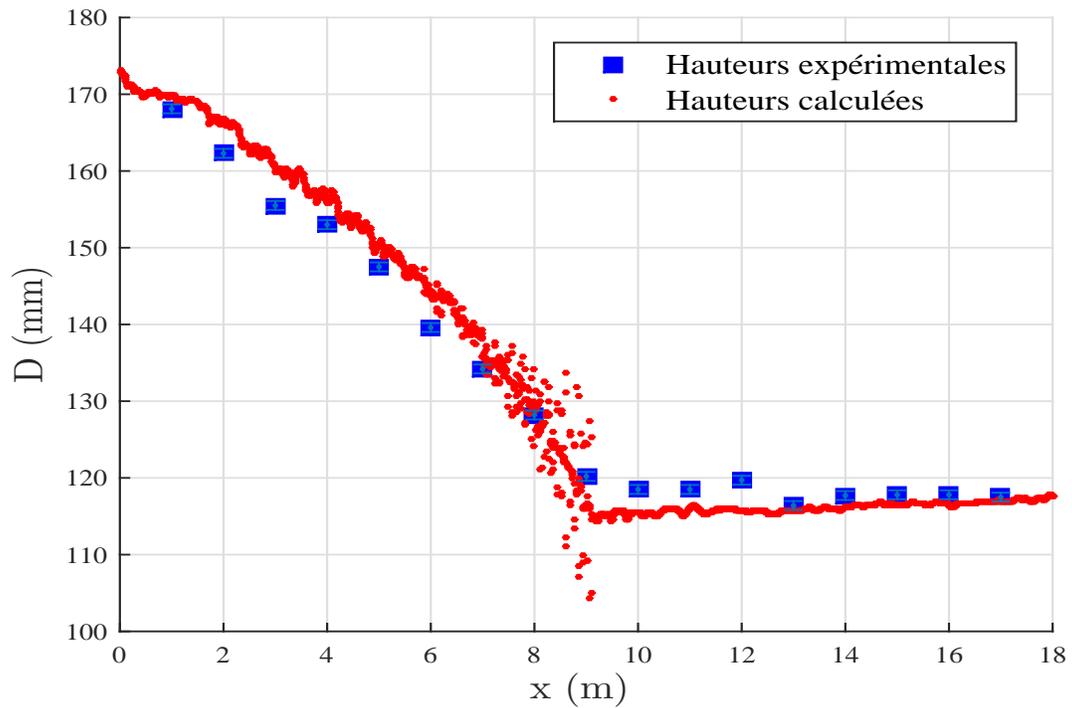


FIGURE 5.19 – Comparaison des hauteurs pour le cas WM50.

5.5.9 Comparaison des vitesses

Nous avons exploité les données expérimentales des vitesses de [Dupuis et al. \(2016\)](#) dans le point $x = 14$ m pour les cas WQ7 et WQ15, à différentes positions latérales y et à différentes profondeurs z , ce qui correspondent à une zone entre une rangée paire et une rangée impaire, (Figure 5.20).

Les erreurs expérimentales sur les vitesses U et V sont calculées par les formules suivantes : $\Delta U = (0,5 * U)/100 \pm 0,001$ mm/s et $\Delta V = (0,5 * V)/100 \pm 0,001$ mm/s.

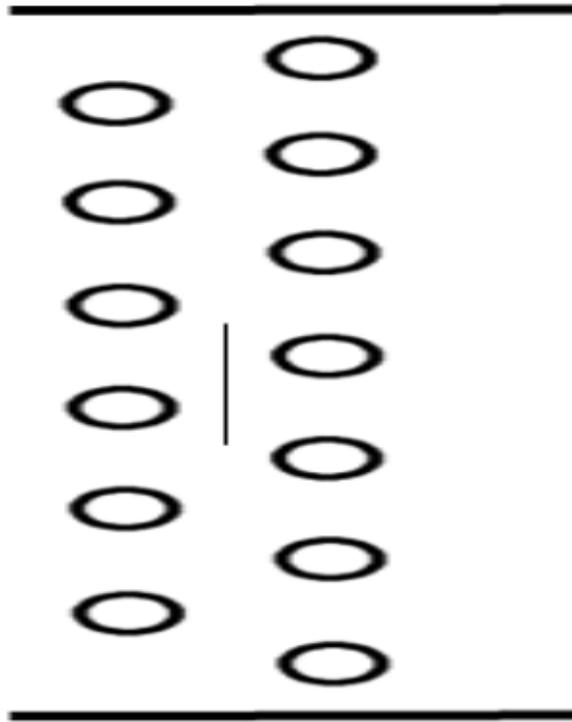


FIGURE 5.20 – Présentation des points de mesure.

En faisant la moyenne pondérée des vitesses mesurées selon z , on obtient les Figures 5.21 et 5.22.

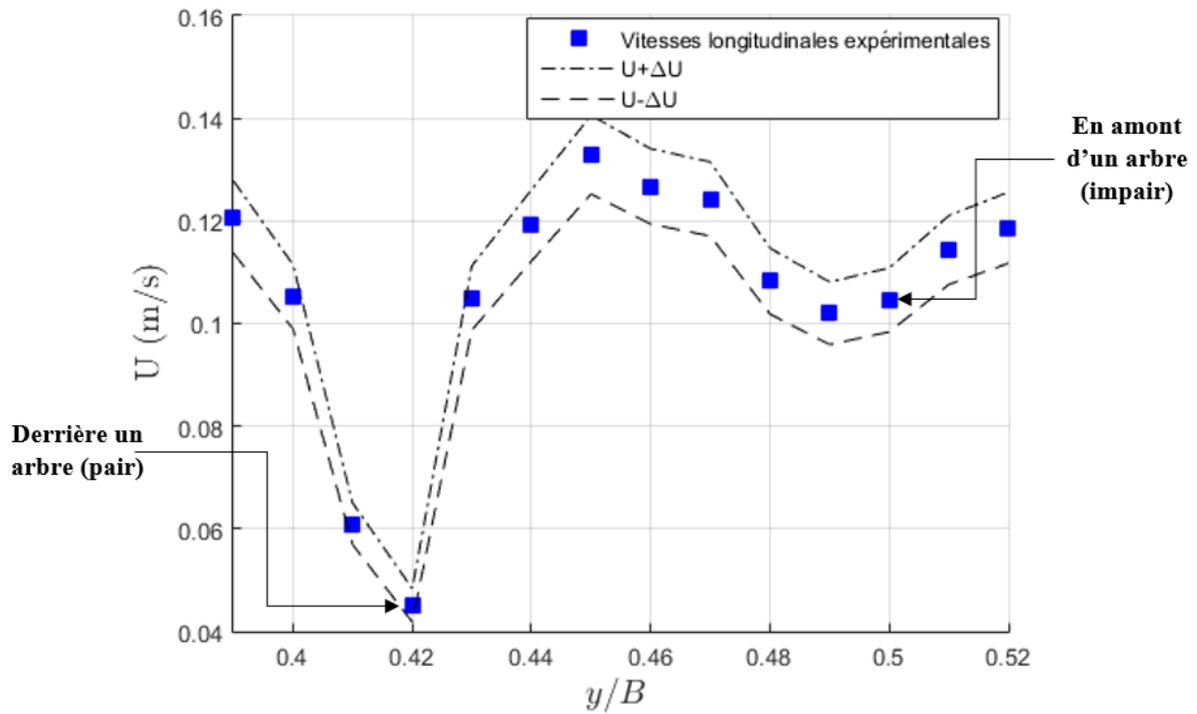


FIGURE 5.21 – La vitesse longitudinale U par Dupuis et al. (2016), à $x = 14$ m.

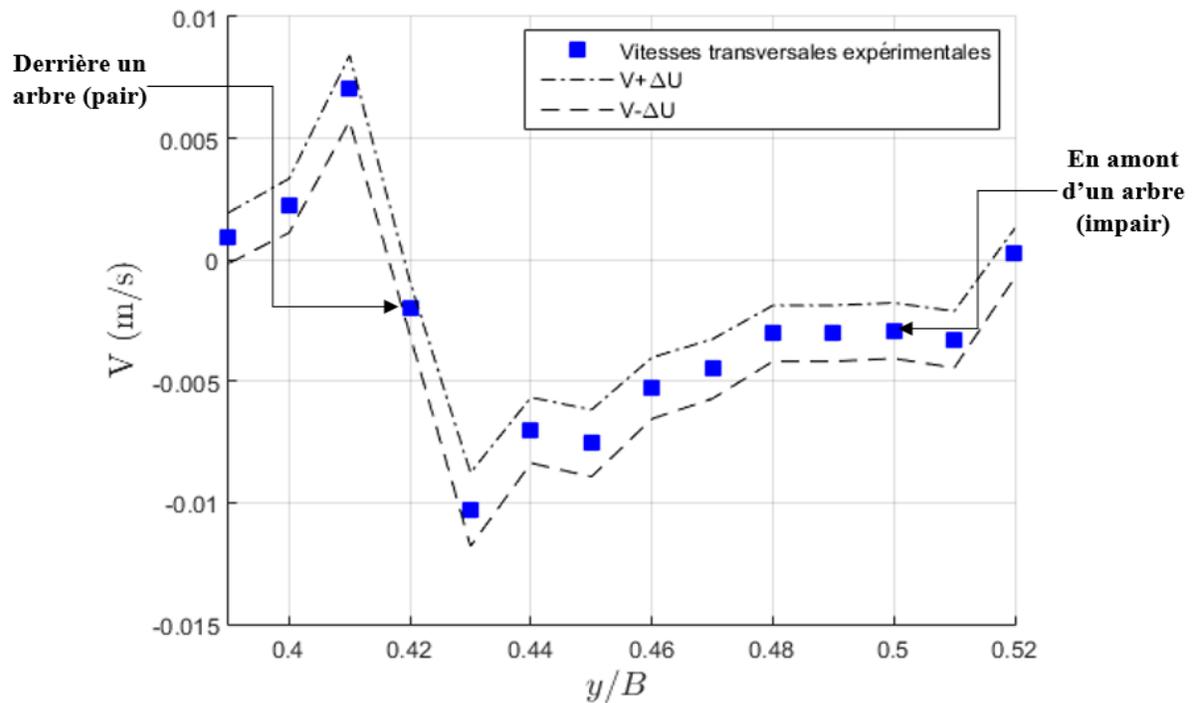


FIGURE 5.22 – La vitesse transversale V par Dupuis et al. (2016), à $x = 14$ m.

Afin de faire une comparaison des vitesses, nous avons choisi $x = 3,89$ m, car pour notre cas, le canal fait 5 m et ce point correspond au milieu d'une rangée paire et d'une rangée impaire à 78 % de l'aval du canal. La ligne transversales à $x = 3,89$ m, se trouve sur les arrêtes des mailles, (Figure 5.23).

Pour déterminer les vitesses et pouvoir les comparer aux vitesses expérimentales, nous avons fait une moyenne spatiale (entre deux mailles adjacentes pour chaque point de mesure) et temporelle (sur 10 s avec $\Delta T = 0,01$ s).

La moyenne spatiale n'influence pas trop sur les résultats, mais la moyenne temporelle permet d'obtenir des résultats comparables aux données expérimentales. Les erreurs moyennes sur les vitesses sont calculées par la formule suivante :

$$Erreur_{Moy} = Moyenne \left| \frac{Vitesse\ calculée\ à\ un\ point\ y/B - Vitesse\ mesurée\ à\ un\ point\ y/B}{Vitesse\ mesurée\ à\ un\ point\ y/B} \right|$$

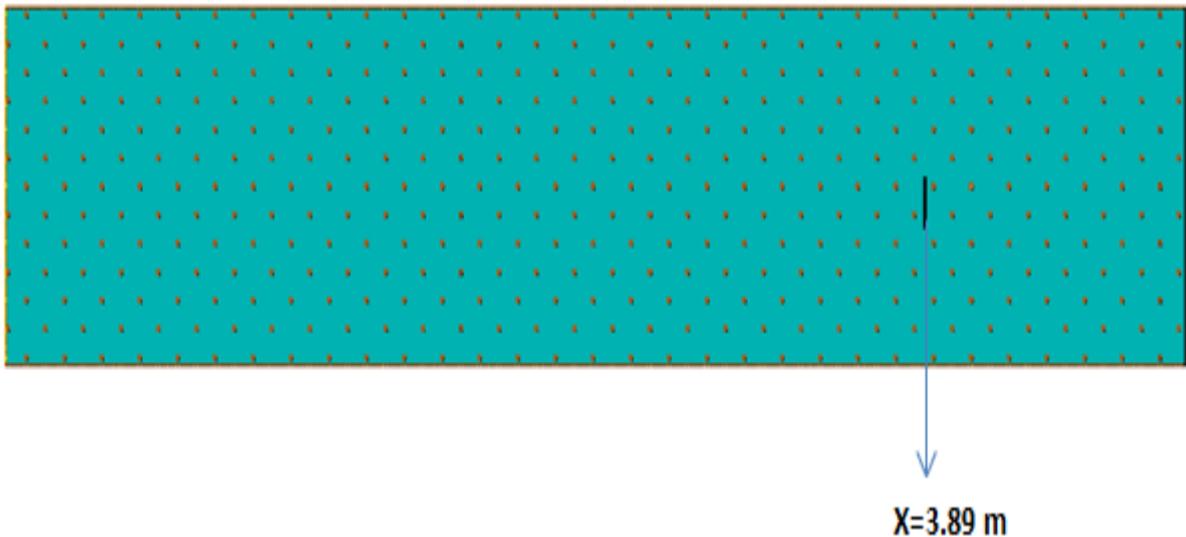


FIGURE 5.23 – La droite transversale pour la comparaison des vitesses.

5.5.10 Comparaison des vitesses pour le cas WQ7

En utilisant les paramètres choisis précédemment, nous avons obtenus les Figures 5.24 et 5.25. Les allures des vitesses longitudinales et transversales sont bien reproduites. On remarque que les vitesses calculées U , si $y/B < 0,42$, et V , sauf pour $y/B = 0,41$, sont surestimées par rapport aux mesures.

L'erreur moyenne est de 5,52 % pour U et 50,75 % pour V .

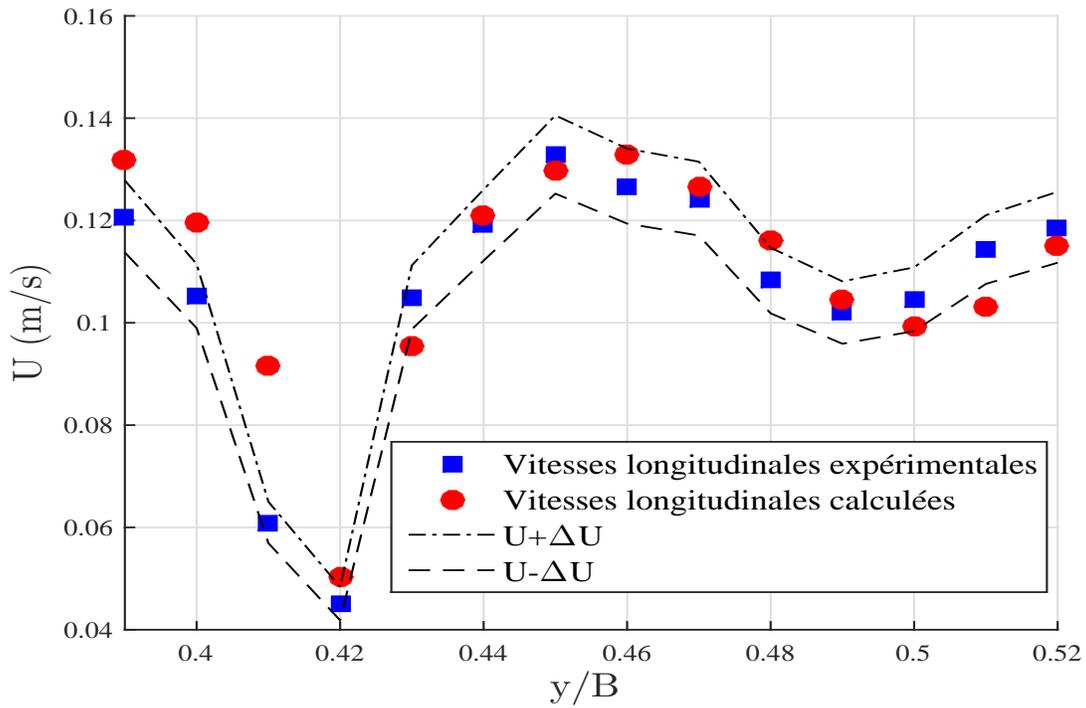


FIGURE 5.24 – Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WQ7.

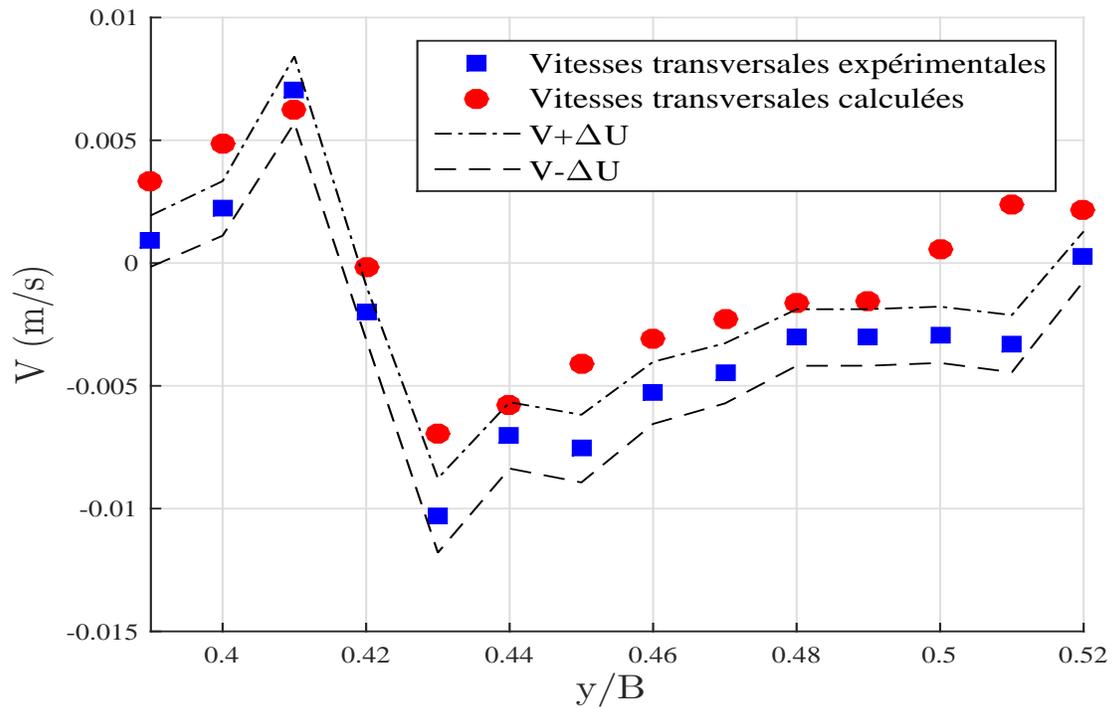


FIGURE 5.25 – Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WQ7.

5.5.11 Comparaison des vitesses pour le cas WQ15.

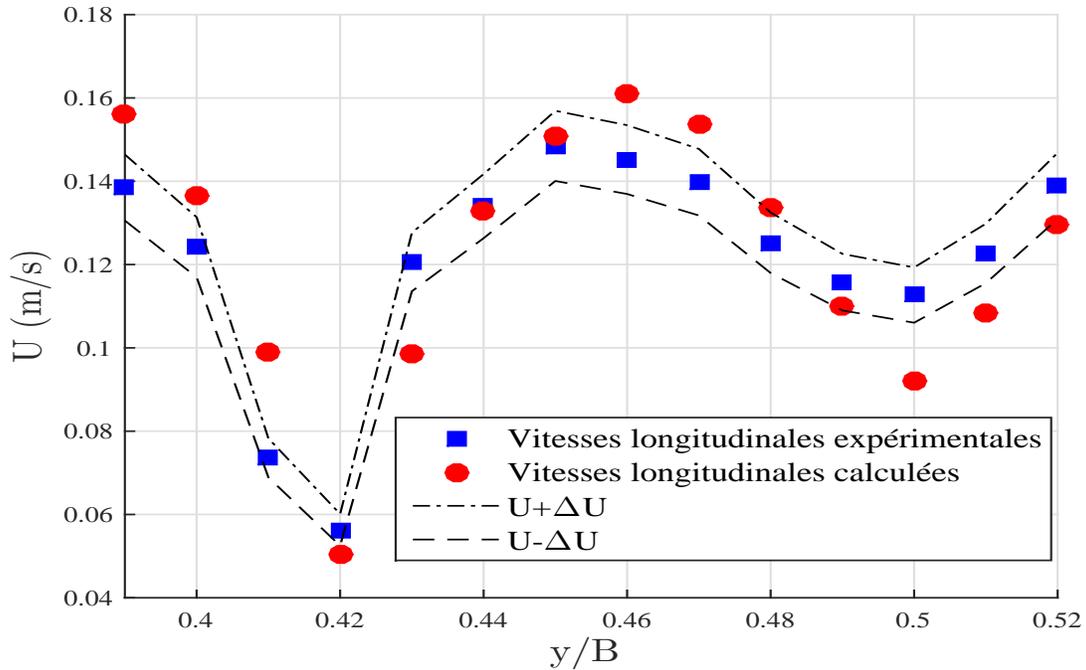


FIGURE 5.26 – Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WQ15.

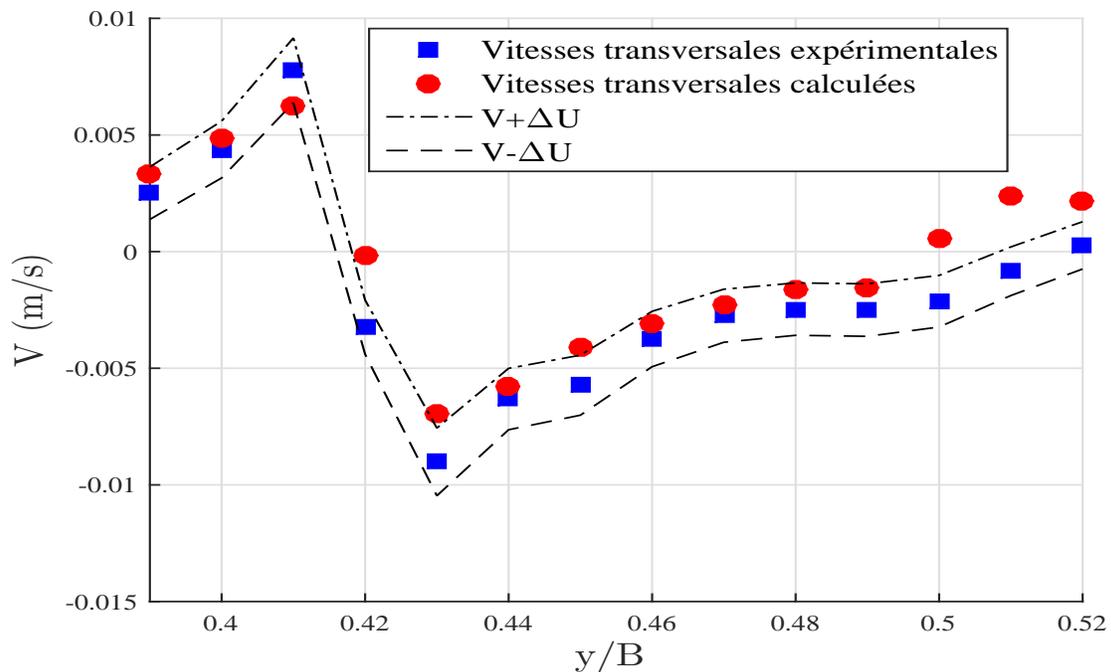


FIGURE 5.27 – Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WQ15.

L'erreur moyenne sur les vitesses longitudinales, est restée presque constante par rapport au cas WQ7, avec une valeur de 6,24 %. Pour les vitesses transversales, on observe une diminution d'environ 10% de l'erreur moyenne par rapport au cas WQ7, avec une valeur de 41,31%.

5.5.12 Comparaison des vitesses pour le cas MW15

Afin de comparer les vitesses calculées numériquement aux vitesses expérimentales de [Dupuis et al. \(2016\)](#) pour le cas MW15, nous avons pris la droite longitudinale à $y = 0,46$ m, ce qui correspond à celle prise lors des expériences, (Figure 5.28).

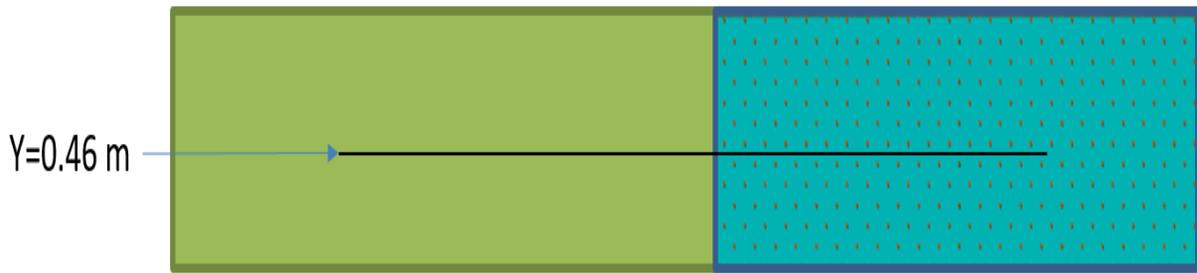


FIGURE 5.28 – La droite longitudinale pour la comparaison des vitesses.

Les résultats sont représentés dans les Figures. 5.29 et 5.30. Les allures des vitesses longitudinales et transversales sont bien reproduites.

Les vitesses longitudinales sont bien estimées dans la partie prairie seule et surestimée dans l'amont de la partie prairie avec arbres. Pour les vitesses transversales, l'inverse est observé, les vitesses sont surestimées dans la partie prairie seule avec une valeur nulle, mais dans la deuxième partie, les vitesses sont très bien estimées.

L'erreur moyenne sur les vitesses longitudinales est de 4,99 %, et l'erreur moyenne sur les vitesses transversales est de 46,70%.

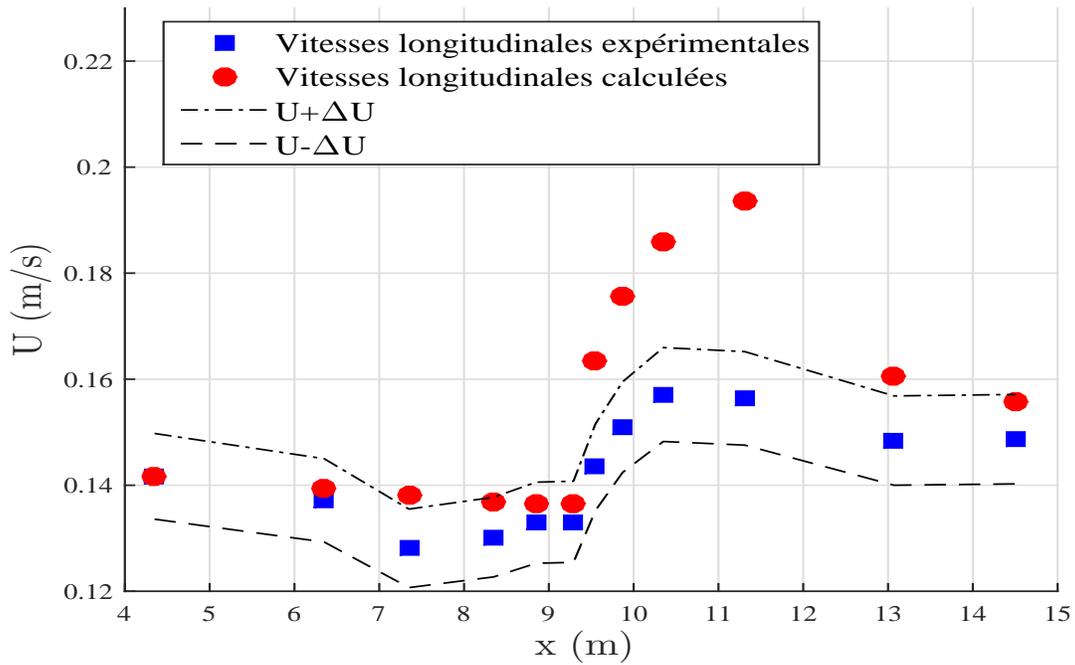


FIGURE 5.29 – Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour MW15.

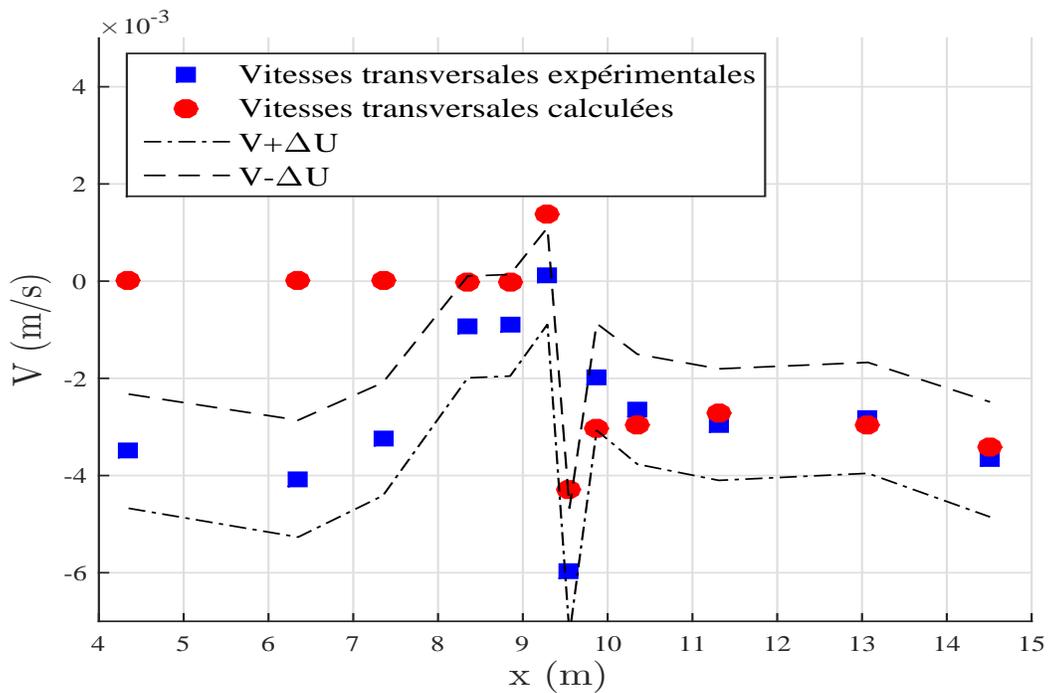


FIGURE 5.30 – Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour MW15.

5.5.13 Comparaison des vitesses pour les cas WM15 et WM50

La droite longitudinale à $y = 0,46$ m a été utilisée pour comparer les vitesses calculées aux vitesses expérimentales de Dupuis et al. (2016) pour les cas WM15 et WM50, (Figures 5.31 à 5.34).

Les allures des vitesses longitudinales et transversales sont bien reproduites. Les vitesses longitudinales sont bien estimées dans les deux parties du canal (la partie prairie avec arbres et la partie prairie seule) sauf pour quelques points. Les vitesses transversales sont surestimées dans les deux parties du canal. Les vitesses transversales calculées sont toujours nulles dans la partie prairie seule.

Les erreurs moyennes sur les vitesses longitudinales sont égales à 4,86 % et 2,36 % pour les cas WM15 et WM50 respectivement, et les erreurs moyennes sur les vitesses transversales sont égales à 103,08 % et 107,70 % pour les cas WM15 et WM50 respectivement.

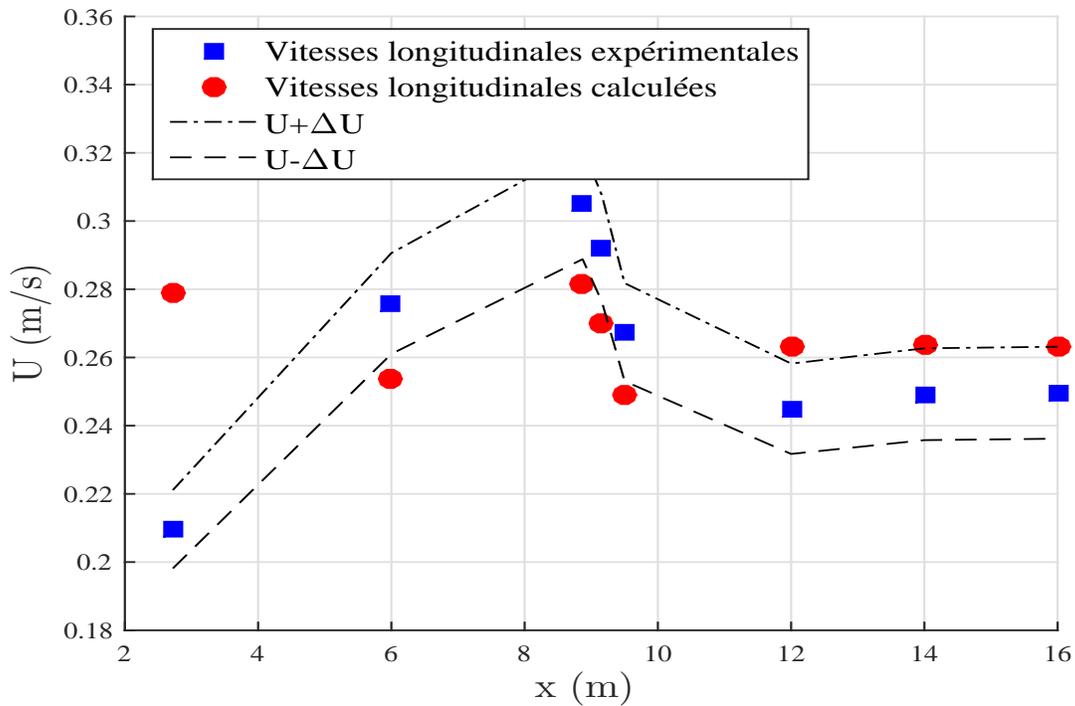


FIGURE 5.31 – Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WM15.

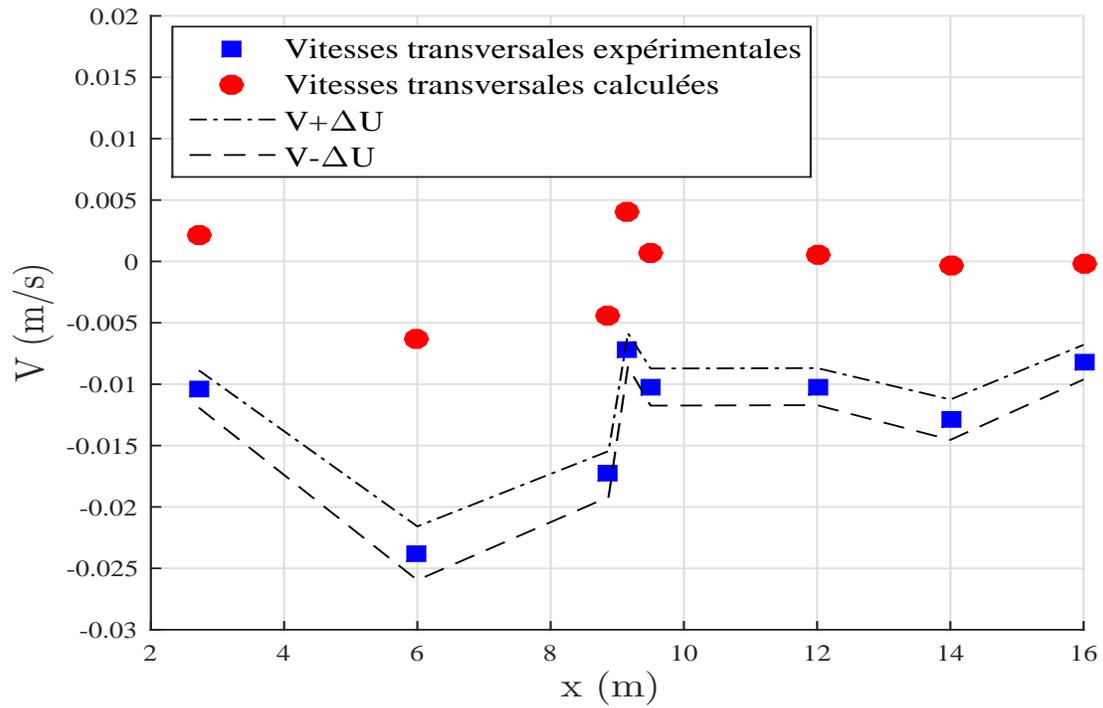


FIGURE 5.32 – Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WM15.

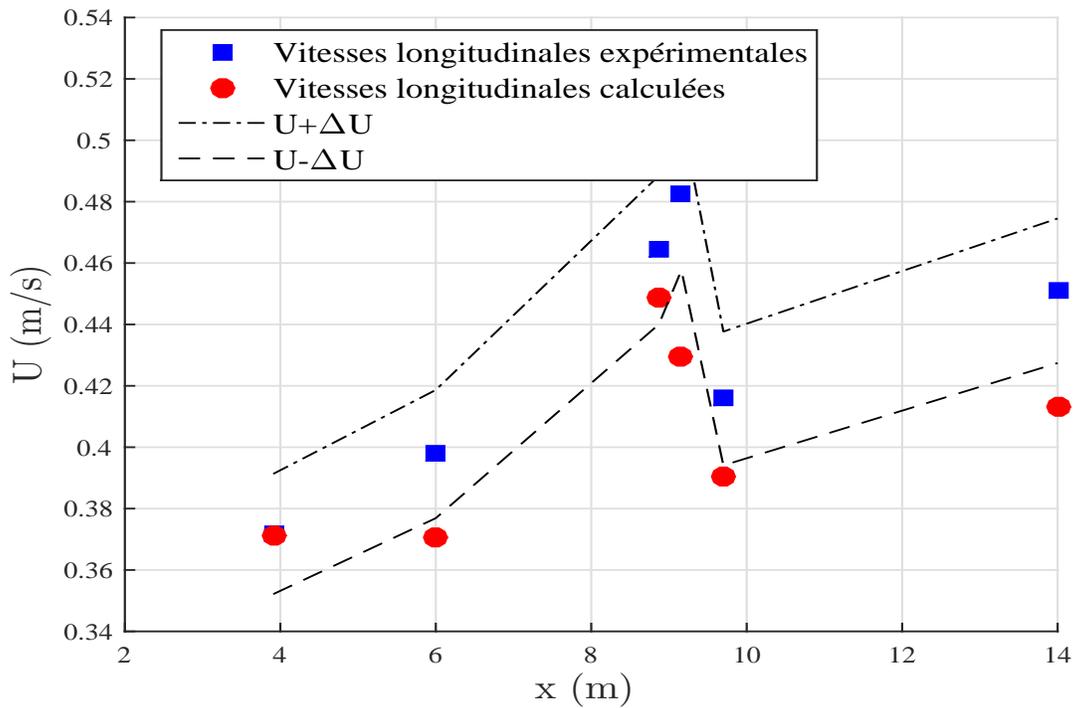


FIGURE 5.33 – Comparaison des vitesses longitudinales mesurées et calculées, pour WM50.

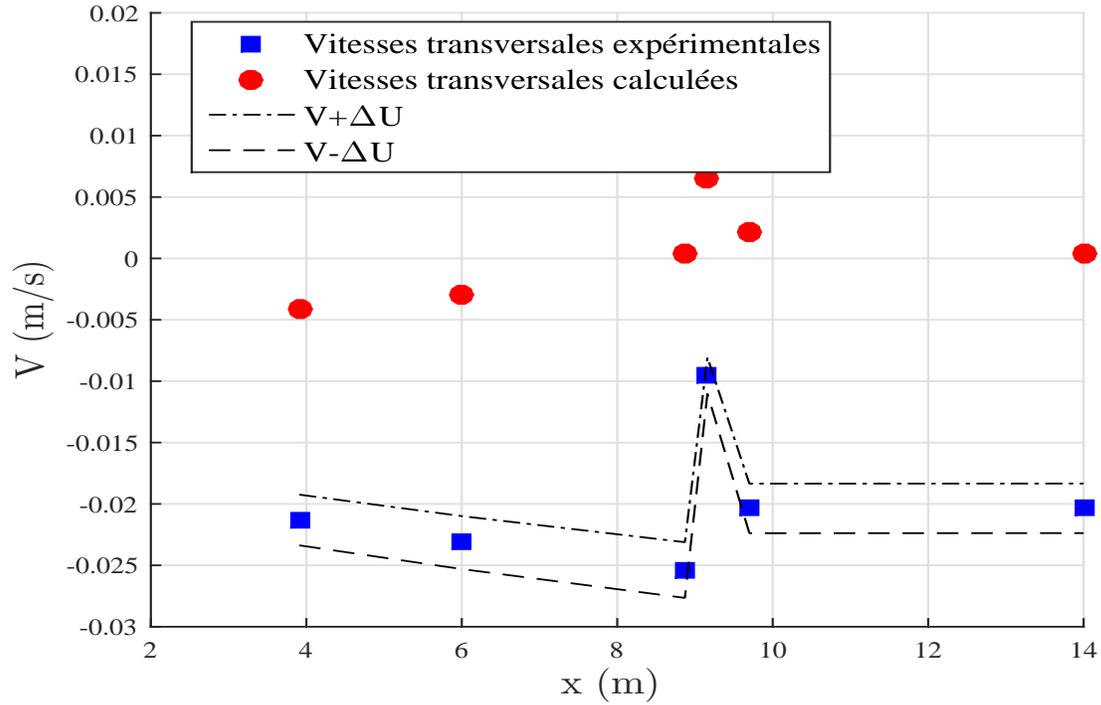


FIGURE 5.34 – Comparaison des vitesses transversales mesurées et calculées, pour WM50.

5.6 Résultats pour un modèle implicite d'arbres

Nous voulons voir en utilisant un modèle de Manning-Strickler équivalent (qui tient compte du Manning-Strickler de la prairie et des arbres), si les hauteurs d'eau vont être bien simulées et si les erreurs moyennes sur les vitesses longitudinale et transversale vont être similaires aux erreurs moyennes dans le modèle explicite des arbres.

La formule de Dupuis et al. (2016) a été utilisée

$$\rho g D S_0 = \tau_b + \frac{1}{2} \rho a C_d D U_Q^2 \quad (5.4)$$

avec,

$$\tau_b = \frac{\rho g n^2 U_Q^2}{D^{1/3}} \quad (5.5)$$

Où, ρ la masse volumique de l'eau, g l'accélération de la pesanteur, τ_b est la contrainte de cisaillement du lit, a est la surface frontale par unité de volume du réseau de cylindres qui est égale au nombre de cylindres par mètre carré multiplié par le diamètre d'un cylindre, C_d est le coefficient de la force de traînée égale à 1,2 pour un cylindre isolé et U_Q est la vitesse débitante. On suppose que

$$\tau_{\text{équivalent}} = \tau_b + \frac{1}{2} \rho a C_D D U_Q^2 \quad (5.6)$$

donc

$$\frac{\rho g n_{\text{équivalent}}^2 U_Q^2}{D^{1/3}} = \frac{\rho g n^2 U_Q^2}{D^{1/3}} + \frac{1}{2} \rho a C_d D U_Q^2 \quad (5.7)$$

et

$$n_{\text{équivalent}}^2 = n^2 + \frac{1}{2g} a C_d D^{4/3} \quad (5.8)$$

$n = 0,0166 \text{ s m}^{-1/3}$, est le coefficient de Manning, calculé par Dupuis et al. (2016) pour une prairie seule. On remarque que $n_{\text{équivalent}}$ varie avec D , donc il varie avec chaque débits.

5.6.1 Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas WQ7, WQ15 et WQ21

Nous avons pris les mêmes conditions amont, aval et initiale que pour le cas du modèle explicite, et en changeant le coefficient de frottement du fond : $n_{\text{équivalent}} = 0,0362 \text{ s m}^{-1/3}$ et $Ks_{\text{équivalent}} = 27,6 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$, pour le cas WQ7, (Figure 5.35) et $Ks_{\text{équivalent}} = 18,3 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et $Ks_{\text{équivalent}} = 15,26 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ pour les cas WQ15 et WQ21 respectivement (Figures 5.36 et 5.37). On remarque que pour ces trois écoulements, le coefficient de Manning-Strickler équivalent reproduit bien les hauteurs, avec seulement 550 mailles.

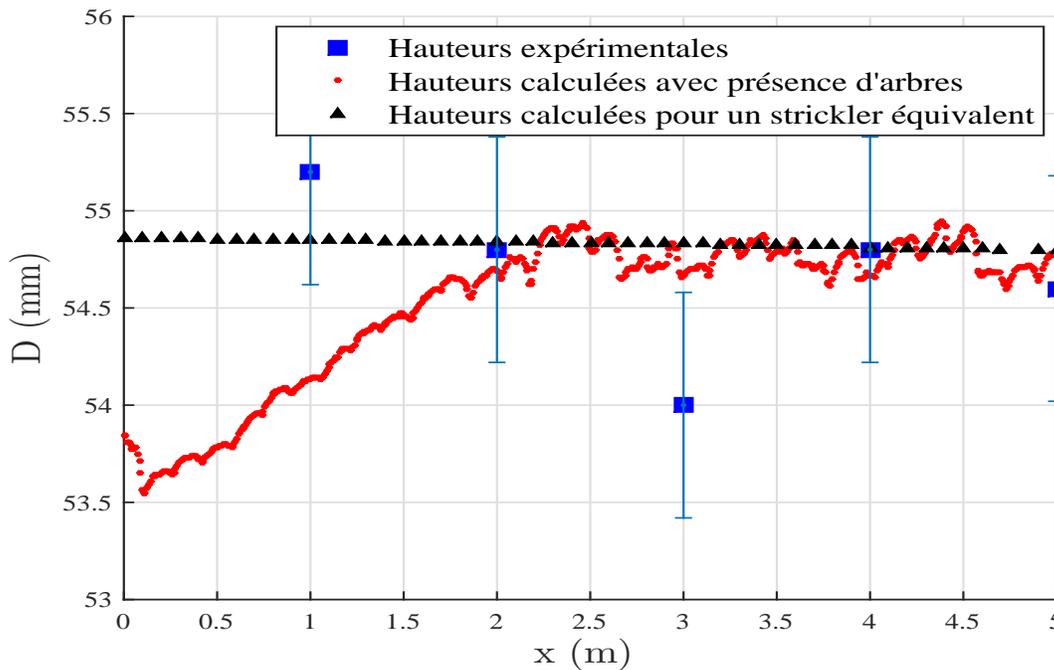


FIGURE 5.35 – Comparaison des hauteurs pour le cas WQ7 avec présence d'arbres et en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

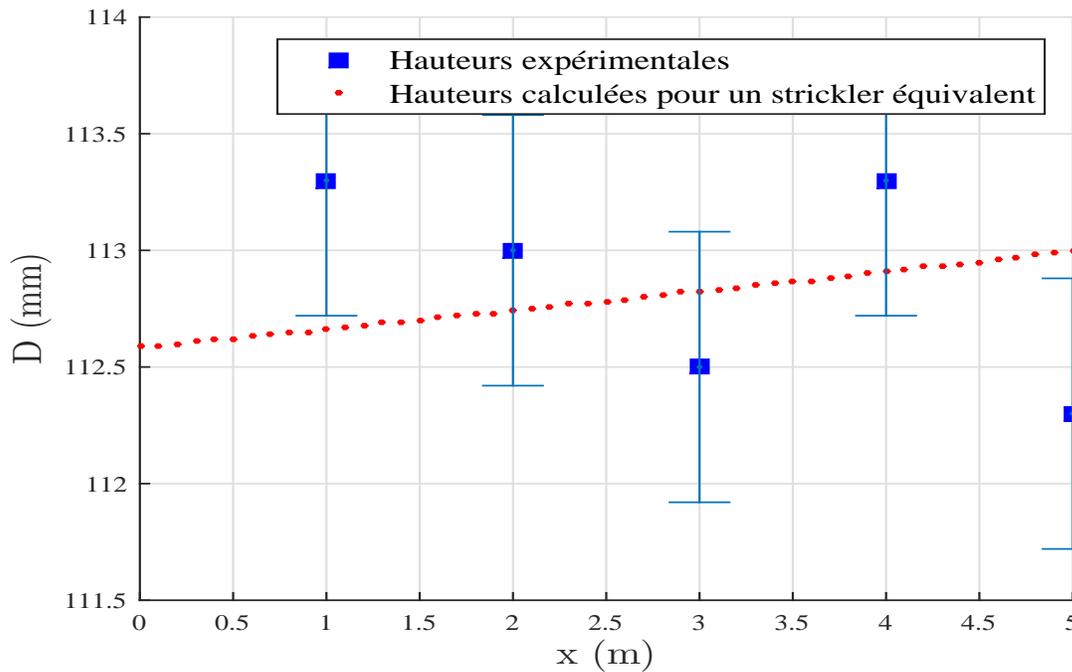


FIGURE 5.36 – Hauteurs d'eau pour le cas WQ15 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

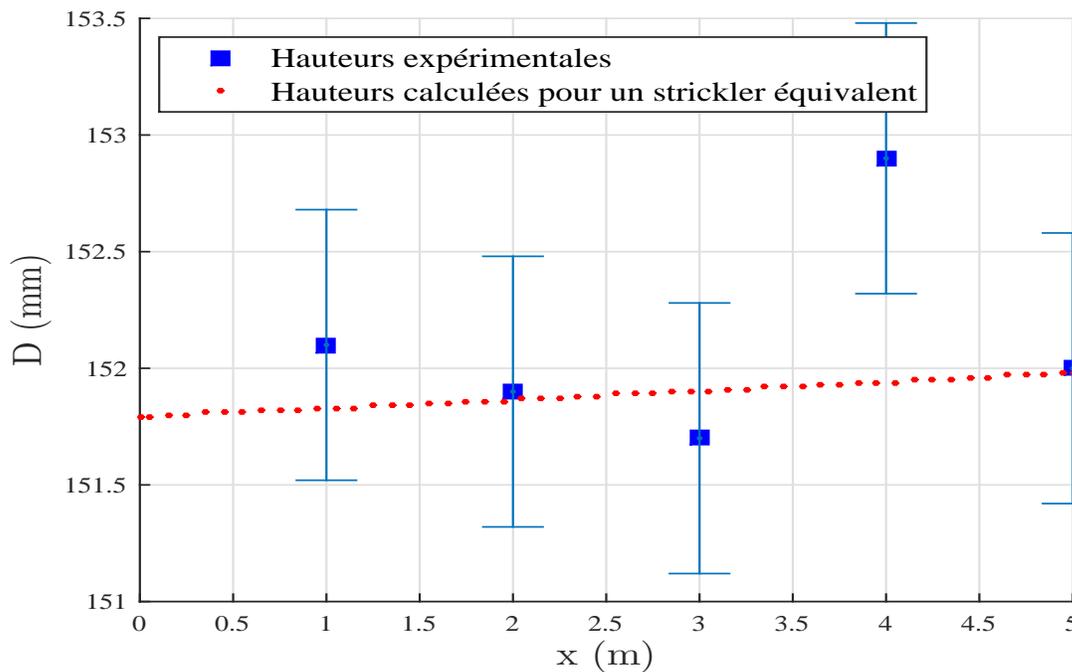


FIGURE 5.37 – Hauteurs d'eau pour le cas WQ21 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

5.6.2 Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas MW7, MW15 et MW21

Nous avons pris les mêmes conditions amont, aval et initiales que pour le cas du modèle explicite, et nous avons changé le coefficient de frottement du fond : le coefficient $Ks_{fond} = 60,24 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$ a été pris dans la partie prairie seule, et les coefficients $Ks_{équivalent}$ déterminés précédemment pour les cas WQ7, WQ15 et WQ21 ont été pris dans la partie prairie avec arbres. Nous avons obtenu les Figures 5.38 à 5.40, avec 1991 mailles. Les hauteurs sont très bien reproduites dans la partie prairie seule et partie prairie avec arbres pour les cas MW7, MW15 et MW21, avec des erreurs relatives moyennes inférieures à 0,4%.

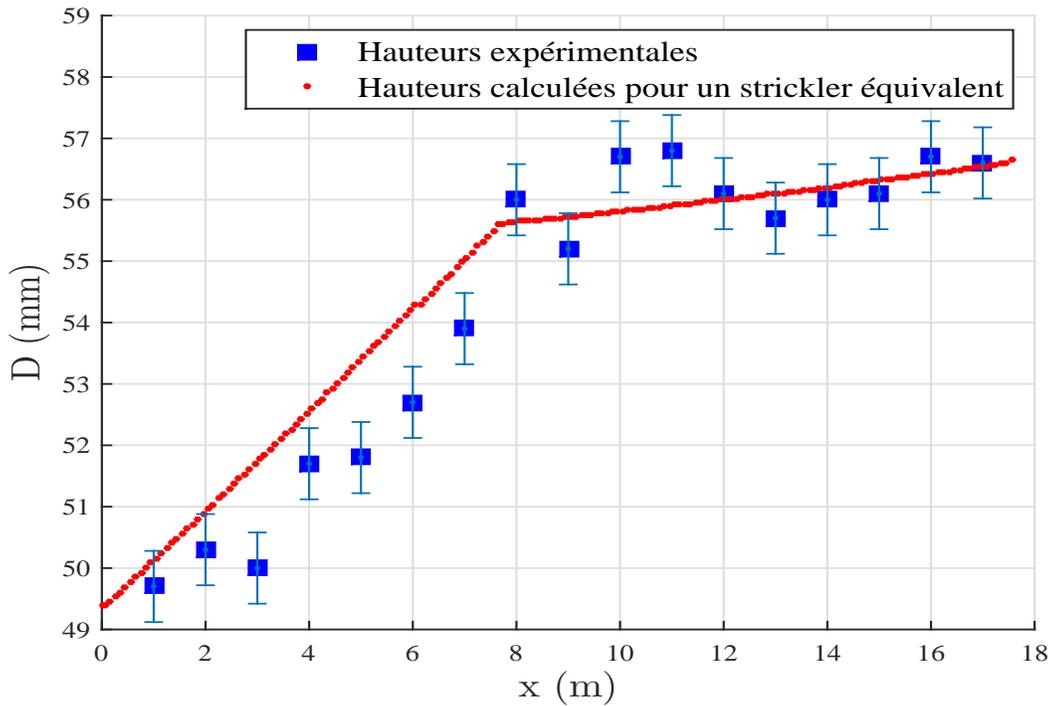


FIGURE 5.38 – Hauteurs d'eau pour le cas MW7 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

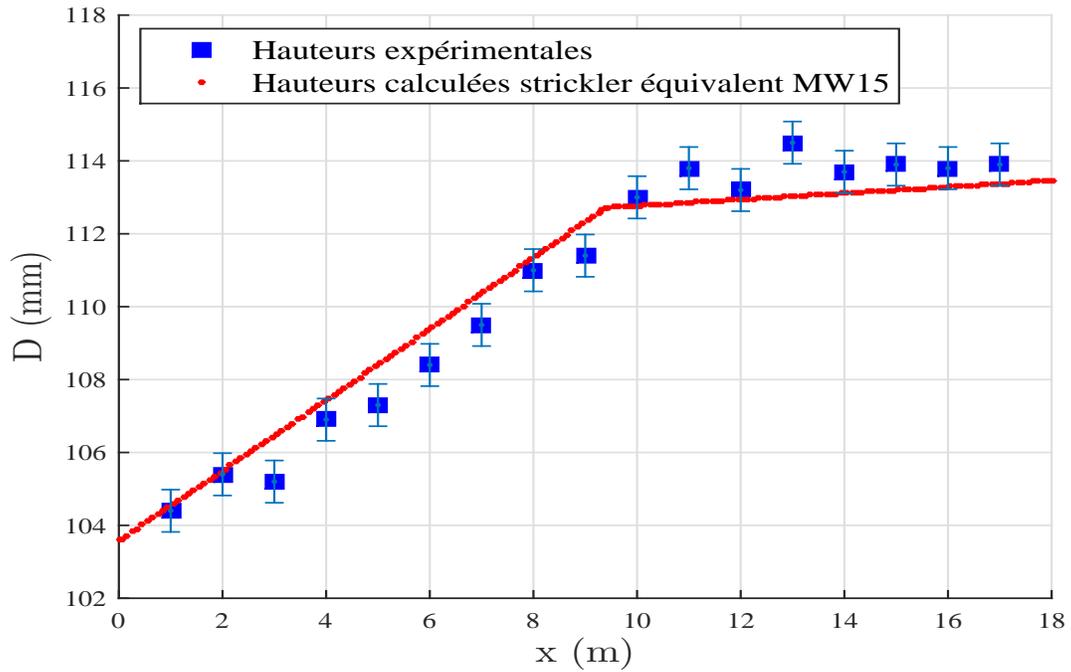


FIGURE 5.39 – Hauteurs d’eau pour le cas MW15 en absence d’arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

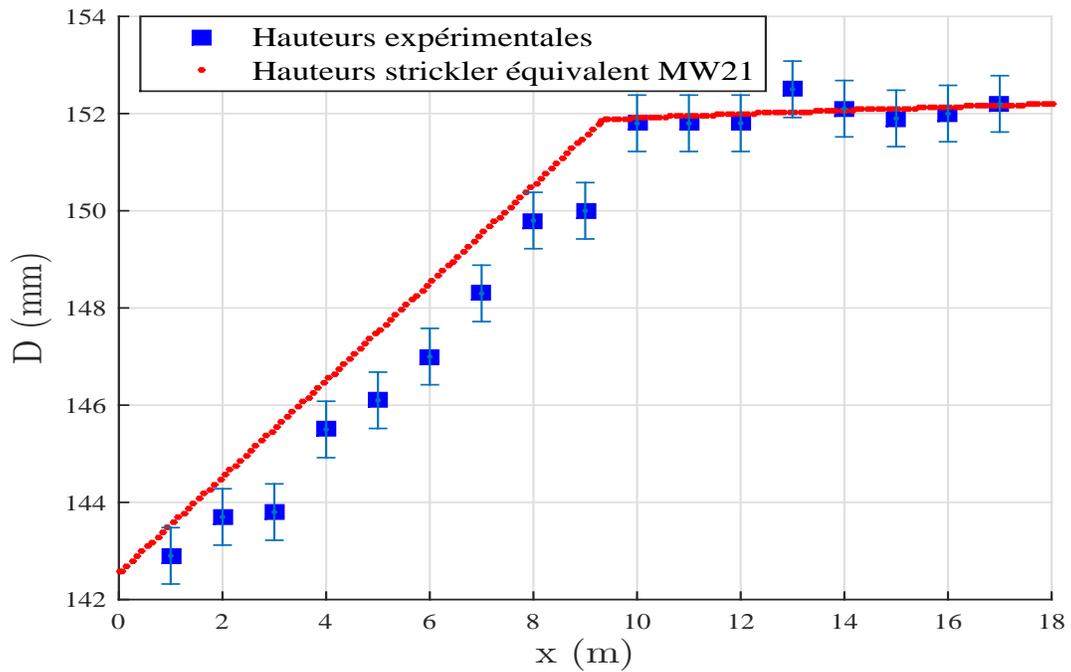


FIGURE 5.40 – Hauteurs d’eau pour le cas MW21 en absence d’arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

Pour les cas WM7, WM15 et WM50, l'utilisation du modèle de Manning-Strickler équivalent n'est pas possible, car l'écoulement dans la partie prairie avec arbres n'est pas uniforme.

5.6.3 Les vitesses d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent

On peut déterminer les vitesses moyennes longitudinales et transversales pour les cas WQ7, WQ15 et les comparer avec les vitesses moyennes expérimentales sur une transverse (à $x = 3,89$ m). Les Figures 5.41 à 5.44 donnent les vitesses longitudinales et transversales pour les cas WQ7 et WQ15 respectivement.

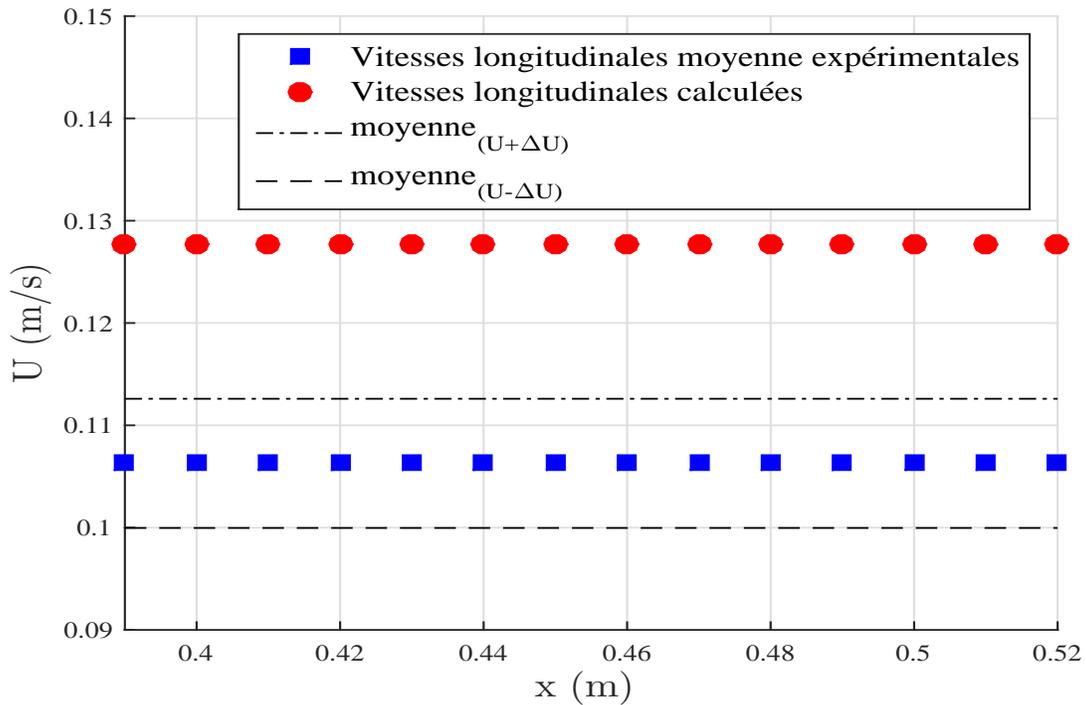


FIGURE 5.41 – Vitesses longitudinales moyennes WQ7 en absence d'arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

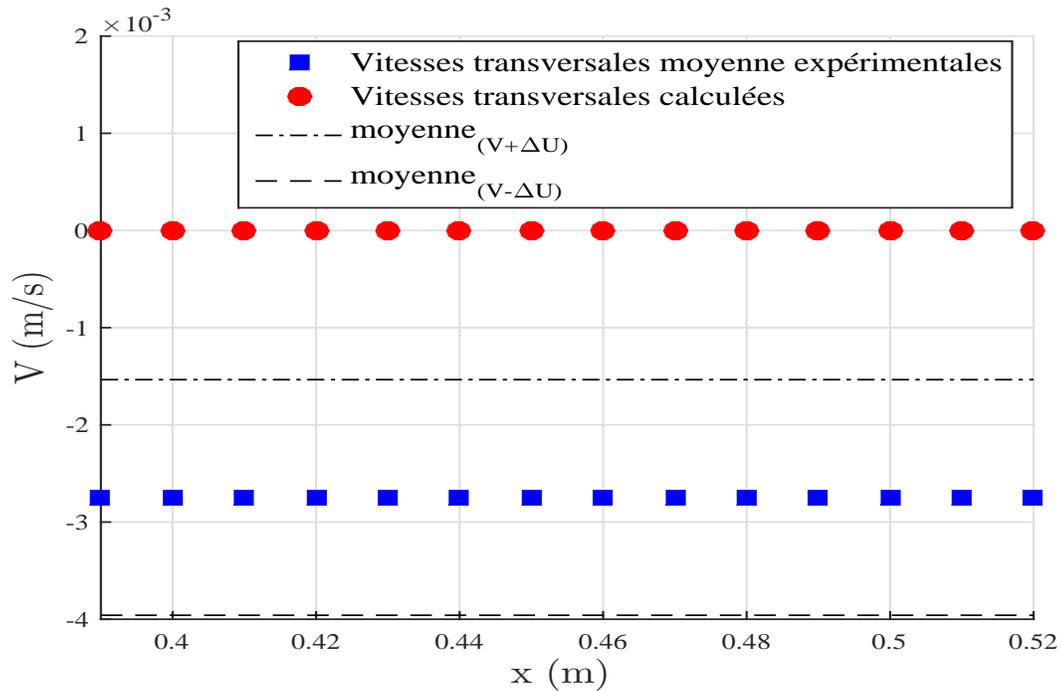


FIGURE 5.42 – Vitesses transversales moyennes WQ7 en absence d’arbres (avec un Strickler équivalent).

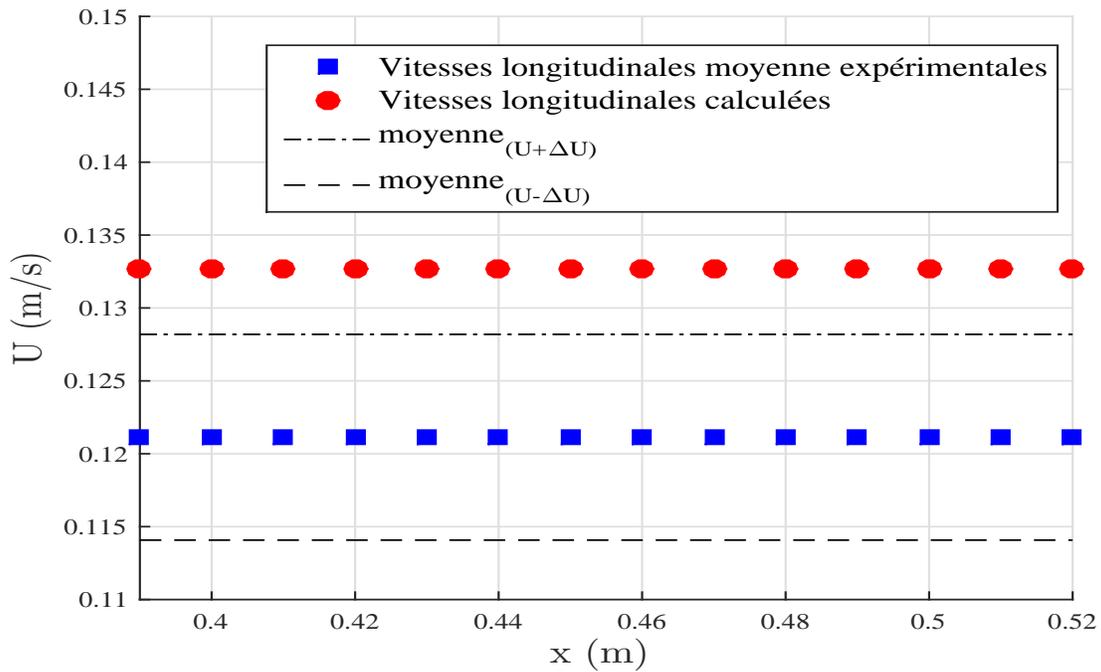


FIGURE 5.43 – Vitesses longitudinales moyennes WQ15 en absence d’arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

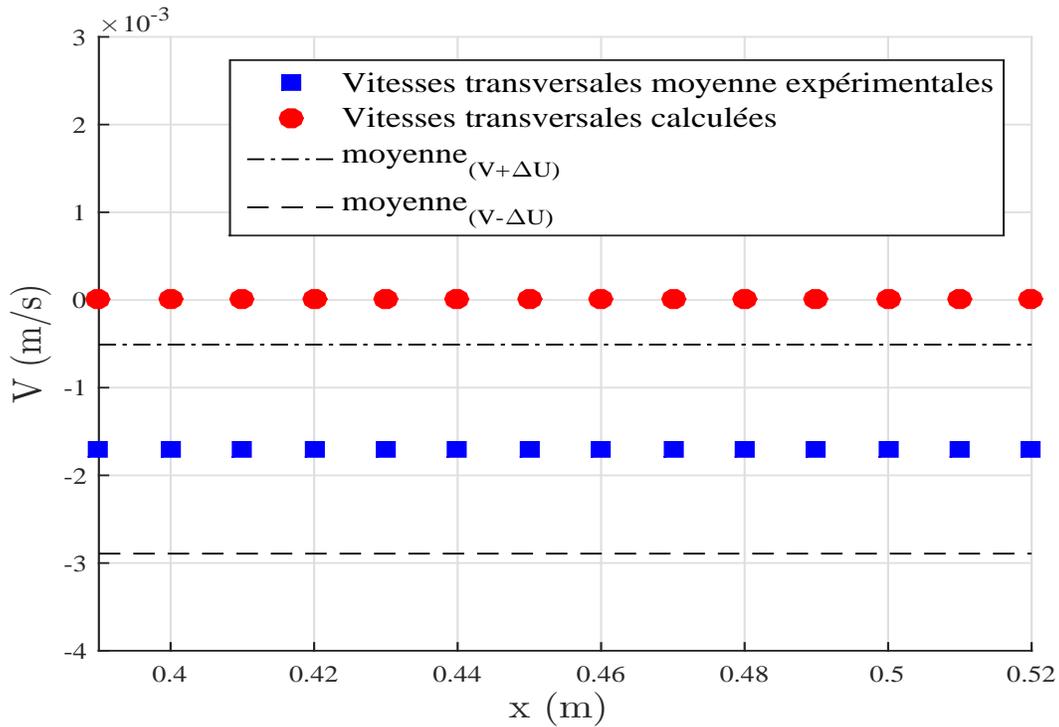


FIGURE 5.44 – Vitesses transversales moyennes WQ15 en absence d’arbres (avec un coefficient de Strickler équivalent).

Les erreurs moyennes sur les vitesses longitudinales moyennes sont égales à 13,41% et 3,45% respectivement pour WQ7 et WQ15.

5.7 Cas d’étude des maisons

Une simulation 2D, d’un écoulement dans un canal en lit simple (1 m*17,25 m), avec un fond de type prairie et une pente $S_0 = 1,05$ mm/m, à travers un champ de cubes (maisons) émergés et immergés de largeur $l = 64$ mm, la densité des cubes est égale à $N' = 49$ cylindres/m², répartie sur une succession de rangées impaires de sept cubes, la densité planaire des cubes est égale à 0,2. Les configurations choisies sont (UQ1W0 et UQ2W0*) (voir Chapitre 4).

5.8 Résultats pour un modèle explicite de maisons

5.8.1 Pour le cas UQ1W0

Un maillage de 192328 mailles a été utilisé avec la représentation des maisons comme des carrés et un raffinement des mailles autour des maisons, sur une longueur de 17,25 m.

Des perturbations des hauteurs d'eau à l'amont de chaque maisons sont observées même après 1000 s de simulation (d'après les estimations du temps de calcul, un temps inférieur à 300 s, est suffisant pour avoir une stabilisation de l'écoulement).

Les équations simples de Saint-venant prises dans ce code ne peuvent pas être appliquées directement sans prendre en considération la densité planaire non négligeable des cubes dans ce canal. Un modèle de porosité est nécessaire, pour pouvoir bien reproduire les hauteurs d'eau.

5.8.2 Pour le cas UQ2W0*

On ne peut pas présenter les macros-rugosités submergées explicitement dans un code 2D, car la hauteur des cubes est inférieure à la hauteur d'eau ce qui crée une rugosité différente au-dessus des macros-rugosités.

5.9 Résultats pour un modèle implicite de maisons

La résistance à l'écoulement dans les réseaux de macro-rugosité est causée par la combinaison de la force de traînée des macro-rugosités et du frottement du lit. Pour des flux uniformes : La force de gravité motrice (F_G)= le frottement au lit (F_b) + la force de traînée (F_d).

Pour les éléments de macro-rugosité émergents (de géométrie carrée) :

$$F_G = \rho g S_0 D (L^2 - l^2) = \rho g S_0 D L^2 (1 - \frac{l^2}{L^2}) = \rho g S_0 D L^2 (1 - \lambda) \quad (5.9)$$

S_0 est la pente du canal, D est la profondeur de l'eau, L est la distance entre les centres de deux éléments de macro-rugosité adjacents, l est la largeur d'un élément de macro-rugosité, $\lambda = l^2/L^2$ est la densité planaire et, $\lambda_f = (Dl)/L^2$ est la densité frontale.

$$F_d = \frac{1}{2} \rho U_Q^2 C_d (Dl) \quad (5.10)$$

U_Q est la vitesse débitante, C_d est le coefficient de traînée.

$$F_b = \frac{1}{2} \rho U_Q^2 C_b (L^2 - l^2) = \frac{1}{2} \rho U_Q^2 C_b L^2 (1 - \frac{l^2}{L^2}) = \frac{1}{2} \rho U_Q^2 C_b L^2 (1 - \lambda) \quad (5.11)$$

On a $\tau_b = \rho g C_b (U_Q^2/2g)$, par analogie avec les flux en charge et $C_b = \frac{2gn^2}{D^{1/3}}$ et par analogie avec la formule 5.8 pour les macro-rugosités émergées

$$n_{\text{équivalent}}^2 = n^2 + \frac{1}{2g} a C_d D^{4/3} \frac{l}{L^2(1 - \lambda)} \quad (5.12)$$

On remarque que $n_{\text{équivalent}}$ varie avec C_d et D , donc il varie avec chaque débits. Pour les éléments de macro-rugosité submergés (de géométrie carrée) :

$$F_G = \rho g S_0 D L^2 - \rho g S_0 h l^2 = \rho g S_0 D L^2 \left(1 - \frac{h l^2}{D L^2}\right) = \rho g S_0 D L^2 \left(1 - \frac{h}{D} \lambda\right) \quad (5.13)$$

avec $\lambda_f = h l / L^2$ la densité planaire pour les macro-rugosité submergées

$$F_d = \frac{1}{2} \rho U_Q^2 C_d(h l) \quad (5.14)$$

5.9.1 Les hauteurs d'eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas UQ1W0

En utilisant l'équation 5.12, $n = 0,0166 \text{ s m}^{-1/3}$, est le coefficient de Manning, calculé par Dupuis et al. (2016) pour une prairie seule. D'après la formule de Ludeña et al. (2017), (C_d en fonction de λ_f), $C_d = 1,45$ pour $D = 57,8 \text{ mm}$, ce qui donne $K s_{\text{équivalent}} = 12,18 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$.

Pour cette valeur de Strickler, la hauteur d'eau croît en allant vers l'amont jusqu'à atteindre 57,4 mm. Le Strickler du régime uniforme calculé par calibration est égal à 12,5 $\text{m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$, ce qui a donné $C_d = 1,37$, très proche de la valeur 1,32 utilisée à IMFT (Chagot et al., 2017) pour les macro-rugosités émergées de section carrée. La hauteur calculée est bien stable et uniforme pour un nombre de mailles égale à 1903, (Figure 5.45).

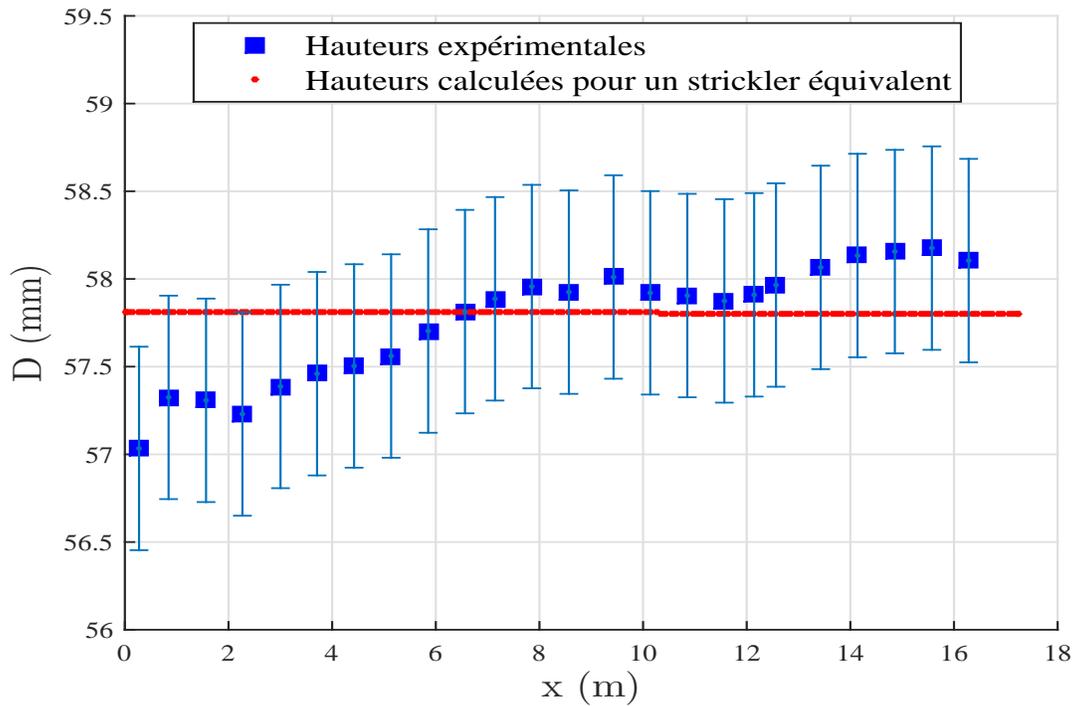


FIGURE 5.45 – Hauteurs d’eau pour le cas UQ1W0 en absence des maisons (avec un coefficient de Strickler équivalent).

5.9.2 Les hauteurs d’eau pour un modèle de Manning-Strickler équivalent pour les cas UQ2W0*

Il n’existe pas un modèle Manning-Strickler équivalent pour le cas des macros-rugosités submergées, l’équation 5.12 est applicable seulement pour le cas émergé. On utilise un Strickler pour la prairie seule, et un Strickler au-dessus des macros-rugosités.

$Ks = 60, 24 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ et $Ks = 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$ sont, respectivement, les coefficients de Strickler, calculés par Dupuis et al. (2016) pour une prairie seule et estimé pour les cubes. Un maillage de 245640 mailles a été utilisé avec la présentation d’une maison sur 64 mailles et un raffinement des mailles autour des maisons. Des perturbations au dessus des cubes sont toujours observées.

La Figure 5.46 donne une comparaison des hauteurs à $y/B = 0, 57$ entre l’expérimental et le numérique. La hauteur d’eau est bien reproduite après 1000 s de simulation, mais il existe une perturbation des hauteurs d’eau à l’amont du canal même si la première rangée de maisons se trouve à 170 mm.

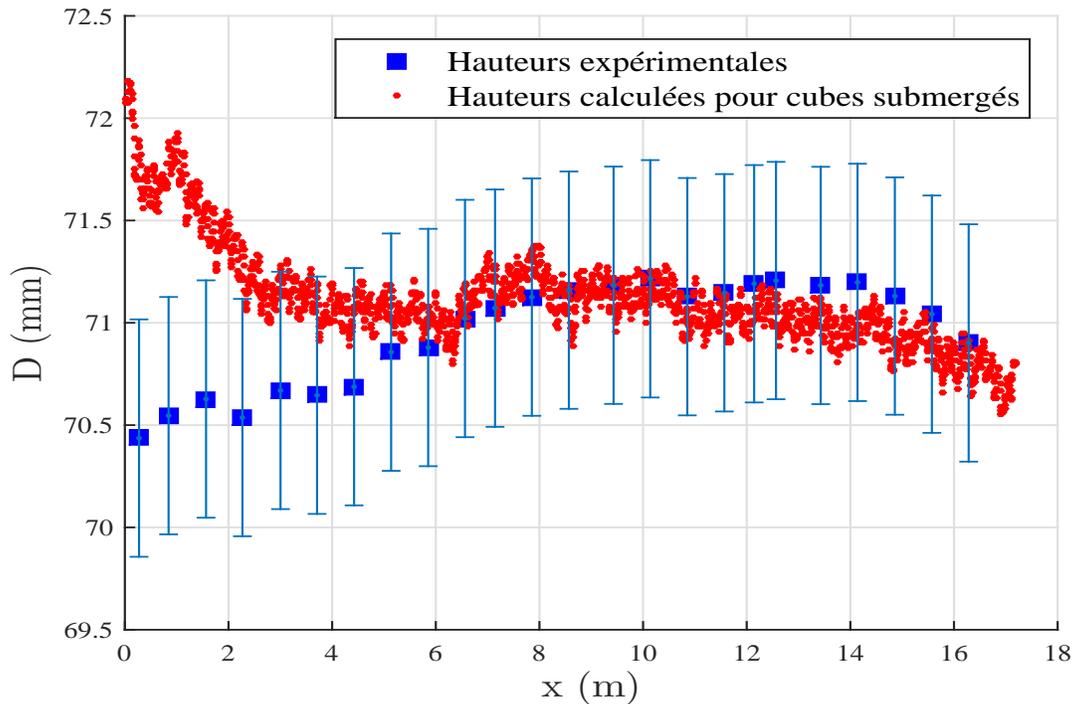


FIGURE 5.46 – Hauteurs d’eau pour le cas UQ2W0* en absence des maisons (avec deux Coefficients de Strickler).

5.10 Conclusion

- Dans le cas des écoulements dans des canaux présentant une rugosité de fond de type prairie et de macro-rugosité de type tiges cylindriques de faible densité planaire, la simulation avec le code, Rubar20, en présentant les arbres explicitement donne une bonne estimation des hauteurs d’eau, des allures des vitesses longitudinales et transversales,
- Dans le cas des écoulements en transition longitudinale de rugosité i) d’un canal avec fond de type prairie seule vers un fond de type prairie avec présence d’arbres, ii) d’un canal avec fond de type prairie avec présence d’arbres vers un fond de type prairie seule, les hauteurs d’eau sont bien estimées avant et après la transition longitudinale. Dans la transition les hauteurs sont sous-estimées pour le cas i) et présentent une perturbation pour le cas ii). L’allure des vitesses longitudinales et transversales est bien reproduite avec des erreurs supérieures au cas sans transition,
- Pour les cas étudiés, l’erreur sur les vitesses transversales n’est pas significative car ces dernières sont très faibles ou nulles. Plus la hauteur d’eau augmente, plus l’erreur sur les vitesses diminue, car dans un code 2D, on fait une moyenne verticale

des valeurs expérimentales. Cela est une bonne indication pour l'estimation des vitesses pour le cas des débits plus important pour une pluie de temps de retour plus important,

- En utilisant le modèle de Manning-Strickler équivalent pour représenter les arbres implicitement, les hauteurs d'eau sont très bien reproduites, même pour le cas d'une transition longitudinale de rugosité, à condition que les écoulements soient uniformes dans la partie où le modèle est appliqué. Pour les écoulements uniformes, les vitesses longitudinales calculées peuvent être comparées à la moyenne des vitesses expérimentales sur une transverse,
- Le modèle implicite de macro-rugosité cubiques (modèle de maison) ne peut pas être utilisé seulement si les macros-rugosités sont émergés,
- Le modèle de Manning-Strickler équivalent donne une très bonne estimation de la hauteur d'eau pour le cas des cubes émergés,
- L'utilisation de deux coefficients de Manning-Strickler différents pour le cas des cubes submergés donne une bonne estimation de la hauteur d'eau dans la veine rapide après une longue durée de simulation et donne des perturbations à l'amont du canal et en dessus des cubes,
- L'estimation des hauteurs d'eau est très difficile pour le cas de la transition des macros-rugosités submergées vers émergés car les équations qui régissent l'écoulement pour le cas des macros-rugosités émergées ne restent pas valable pour les macros-rugosités submergées.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons pu faire une étude expérimentale et numérique sur les canaux non prismatiques : i) à pente longitudinale variable, ii) à section transversale variable et iii) à rugosité de fond variable. Nous présentons ici les résultats les plus pertinents de notre étude sur chaque type de canal non prismatique :

Des expériences sur un canal lisse à surface libre de pente longitudinale variable α avec une transition convergente ont montré la présence des ondes transversales qui se créent au niveau de la transition convergente, ces ondes se rencontrent à l'aval de cette dernière transition.

La position du point de rencontre des ondes transversales dépend du débit Q et de la pente longitudinale du canal α :

- Il se déplace vers l'aval du canal pour $\alpha = 0^\circ$ et vers l'amont pour les pentes moyennes, lorsque les débits augmentent. À débit égal, il se déplace en aval lorsque la pente augmente. Pour les fortes pentes, il se déplace vers l'aval en augmentant le débit jusqu'à un certain débit moyen où il commence à se déplacer vers l'amont ;
- Le nombre d'intersections d'ondes transversales dans le canal dépend de sa dimension et de sa pente longitudinale : pour $\alpha \leq 10^\circ$, on observe deux intersections et pour $\alpha \geq 20^\circ$, une seule intersection est observée.

Des expériences sur le même canal en rajoutant un canal en marches d'escalier à pentes longitudinales variables β , à l'aval du canal précédent, ont montré la présence des ondes de retour qui peuvent interagir avec les ondes transversales :

- La présence des marches d'escalier n'influence ni sur la position du point d'intersection des ondes transversales ni sur son sens de déplacement avec l'augmentation du débit ;
- Pour $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 0^\circ$ et différents débits et pour $0 \leq \alpha \leq 5^\circ$, $0 \leq \beta \leq 22.5^\circ$ et uniquement pour un faible débit, les ondes de retour sont prépondérantes par rapport aux ondes transversales. Dans les autres cas, les ondes transversales sont toujours prépondérantes et continuent à se croiser jusqu'à atteindre les marches d'escalier.

Des écoulements uniformes et non uniformes à travers une série de cubes émergés et

légèrement submergés sont étudiés dans un canal de rugosité de fond de type prairie. Nous nous sommes concentrés sur les ondes transversales induites par la formation de tourbillons derrière les cubes, ces ondes sont appelées " ondes de seiche ou seiching ". Elles ont été observées pour les écoulements uniformes et non uniformes, ainsi que pour les cubes émergés et légèrement submergés. Un processus de verrouillage entre le vortex et les ondes transversales naturelles a eu lieu à chaque position longitudinale. Lorsque l'écoulement est non uniforme, il en résultait la coexistence de deux ondes stationnaires transversales avec des modes différents à une faible distance l'une de l'autre :

- Les fréquences de seiche mesurées (résultant des spectres de fluctuation de la profondeur de l'écoulement ou de la vitesse transversale) pourraient être approximées en appliquant les équations de fréquence des ondes naturelles développées pour les eaux peu profondes. Ces équations se sont avérées valables pour les écoulements uniformes et non uniformes, ainsi que pour les cubes émergés et légèrement submergés ;
- L'amplitude de la seiche est quantifiée par l'amplitude relative de l'onde A/D , elle a été considérablement réduite lorsque les cubes initialement émergés sont devenus légèrement submergés. Ceci a été observé en particulier pour un nombre de Froude fixe et une valeur de mode d'oscillation fixe. Lorsque les cubes ont été immergés, il a été constaté que le rapport A/D était essentiellement influencé par la submersion relative D/h . Il a diminué de 12% à 2% pour $D/h=1.04$ à 1.20 . Lorsque les cubes sont émergés, il a été constaté que le rapport A/D était principalement influencé par le nombre de Froude et le mode d'oscillation. En raison du phénomène de résonance (processus de verrouillage), cela est équivalent à une influence du nombre de Strouhal et le mode n_o ;
- Pour les cubes émergés, la vitesse moyenne dans le sens du courant s'est avérée être plus faible aux noeuds qu'aux anti-noeuds (jusqu'à 44%). Pour les cubes émergés et immergés, les fluctuations de vitesse transversale étaient plus importantes aux noeuds qu'aux anti-noeuds (jusqu'à 40%).

Des simulations numériques en utilisant le code (2D) Rubar 20 ont été faites pour les écoulements dans des canaux présentant une rugosité de fond de type prairie et de macro-rugosité de type tiges cylindriques de faible densité planaire $6.4 * 10^{-3}$:

- En présentant les macros-rugosité explicitement, on obtient une bonne estimation des hauteurs d'eau et des allures des vitesses longitudinales et transversales ;
- Dans le cas des écoulements en transition longitudinale de rugosité i) d'un canal avec fond de type prairie seule vers un fond de type prairie avec présence de macros-rugosité cylindrique, ii) d'un canal avec fond de type prairie avec présence de macros-rugosité cylindrique vers un fond de type prairie seule, les hauteurs d'eau

sont bien estimées avant et après la transition longitudinale. Dans la transition les hauteurs sont sous-estimées pour le cas i) et présentent une perturbation pour le cas ii). L'allure des vitesses longitudinales et transversales est bien reproduite avec des erreurs supérieures au cas sans transition ;

- Pour les cas étudiés, l'erreur sur les vitesses transversales n'est pas significative car ces dernières sont très faibles ou nulles. Plus la hauteur d'eau augmente, plus l'erreur sur les vitesses diminue, car dans un code 2D, on fait une moyenne verticale des valeurs expérimentales. Cela est une bonne indication pour l'estimation des vitesses pour le cas des débits plus important pour une pluie de temps de retour plus important ;
- En utilisant un modèle de Manning-Strickler équivalent pour représenter les tiges cylindriques (arbres) implicitement, les hauteurs d'eau sont très bien reproduites, même pour le cas d'une transition longitudinale de rugosité, à condition que les écoulements soient uniformes dans la partie où le modèle est appliqué. Pour les écoulements uniformes, les vitesses longitudinales calculées peuvent être comparées à la moyenne des vitesses expérimentales sur une transverse ;
- Le modèle implicite de macros-rugosité cubique (modèle de maisons) ne peut pas être utilisé seulement si les macros-rugosité sont émergées ;
- Le modèle de Manning-Strickler équivalent donne une très bonne estimation de la hauteur d'eau pour le cas des cubes émergés ;
- L'utilisation de deux coefficients de Manning-Strickler différents pour le cas des cubes submergés donne une bonne estimation de la hauteur d'eau dans la veine rapide après une longue durée de simulation et donne des perturbations à l'amont du canal et en dessus des cubes ;
- L'estimation des hauteurs d'eau est très difficile pour le cas de la transition des macros-rugosités submergées vers émergées car les équations qui régissent l'écoulement pour le cas des macros-rugosités émergées ne restent pas valable pour les macros-rugosités submergées.

Cette étude a englobé plusieurs types de canaux non prismatiques et nous a permis d'étudier les ondes transversales sous différentes formes. Cependant, toute étude reste incomplète, il sera donc intéressant de :

- Traiter expérimentalement d'autres écoulements (ex : avec série de macros-rugosité de géométrie différente et d'arrangement différent) pour mieux se rapprocher des cas réels, et de choisir d'autres variables pour compléter l'étude (ex : d'autres dimensionnements des marches d'escalier) ;
- Contribuer à l'amélioration du code numérique utilisé en développant des outils qui prennent en compte de nouveaux modèle de turbulence.

Bibliographie

- Abbott, M., Marshall, G., Rodenhuis, G., and OHNO, T. (1969). Amplitude-dissipative and phase-dissipative schemes for hydraulic jump stimulation. *13th Congress IAHR. International Association of Hydraulic Research*, 1 :313–319.
- Andre, S., Boillat, J.-L., and Schleiss, A. (2008). Ecoulements aérés sur évacuateurs en marches d’escalier équipées de macro-rugosités - partie i : caractéristiques hydrauliques. *La Houille Blanche*, (1) :91–100.
- Babaali, H., Shamsai, A., and Vosoughifar, H. (2015). Computational modeling of the hydraulic jump in the stilling basin with convergence walls using cfd codes. *Arabian Journal for Science and Engineering*, 40(2) :381–395.
- Bally, F. and Berroir, J. (2010). Incertitudes expérimentales. *Union des professeurs de physique et de chimie*, 104(928) :995–1019.
- Bathurst, J. (2002). At-a-site variation and minimum flow resistance for mountain rivers. *Journal of Hydrology*, 269(1) :11–26.
- Belvins, K. (1977). *Flow-induced vibration*. New York : Van Nostrand Reinhold Co, 140 pages.
- Benmamar, S. (2006). *Étude des écoulements dans les conduits à motifs périodiques, application aux évacuateurs de crues*. Thèse de doctorat. École Nationale Polytechnique d’Alger. 218 pages.
- Benmamar, S., Smakghi, N., and Kettab, A. (2004). Approche numérique du calcul du point d’inception dans les canaux en marches d’escalier. *La houille Blanche*, 1 :83–87.
- Berrekxi, A. (1998). *Simulation des écoulements à surface libre dans des canaux à faible et à forte pente à géométrie variable*. Mémoire de magister. École Nationale Polytechnique d’Alger. 170 pages.
- Bokaian, A. and Geoola, F. (1984). Wake-induced galloping of two interfering circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 146 :383–415.
- Bottema, M. (1996). Roughness parameters over regular rough surfaces : Experimental requirements and model validation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 64(2) :249–265.

- Buccolieri, R., Wigo, H., Sandberg, M., and Di Sabatino, S. (2016). Direct measurements of the drag force over aligned arrays of cubes exposed to boundary-layer flows. *Environmental Fluid Mechanics*, 17(2) :373–394.
- Carrier, M. (1972). *Hydraulique générale et appliquée*. Eyrolles, 582 pages.
- Chagot, I., Moulin, F., and Eiff, O. (2017). Combined effects of relative submergence and roughness aspect ratio on canopy flows. Paper presented at the 4th International Symposium of Shallow Flows on Eindhoven University of Technology.
- Chanson, H. (1994). Hydraulics of stepped spillways and cascades. *International Conference on Hydraulics in Civil Engineering : (Hydraulics Working with the Environment) ; Preprints of Papers*, 1 :217–222.
- Chen, J.-T., Lee, J.-W., Wu, C.-F., and Lee, Y.-T. (2013). Study on harbor resonance and focusing by using the null-field biem. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 37(7-8) :1107–1116.
- Chetibi, M., Benmamar, S., and Mezali, F. (2016). Simulation d'un écoulement dans un canal avec transition convergente-divergente en utilisant le code palabos. *1ère conférence Nationale sur les CFD & Technology 2016 (CFD & Tech 2016)*.
- Chetibi, M., Proust, S., and Benmamar, S. (2018). Experimental study of flows in a converging channel followed by a prismatic channel with stairs. *Advances in Hydroinformatics*, 1 :1149–1161.
- Chetibi, M., Proust, S., and Benmamar, S. (2019a). Simulations of experimental data, in a channel with a rough bottom and macro-roughness elements, using 2d code (rubar20). *2nd National Conference on Computational Fluid Dynamics & Technology 2018 (CFD & Tech 2018)*.
- Chetibi, M., Proust, S., and Benmamar, S. (2019b). Transverse surface waves in steady uniform and non-uniform flows through an array of emergent and slightly submerged square cylinders. *Journal of Hydraulic Research*, 0(0) :0–13.
- Dean, R. and Dalrymple, R. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*. World scientific publishing co. pte. ltd, 371 pages.
- Defina, A. and Pradella, I. (2014). Vortex-induced cross-flow seiching in cylinder arrays. *Advances in Water Resources*, 71 :140–148.
- Detert, M. (2008). *Hydrodynamic processes at the water-sediment interface of streambeds*. Thèse de doctorat. University Fridericiana, Karlsruhe, Germany.
- Dupuis, V., Proust, S., Berni, C. I., and Paquier, A. (2016). Combined effects of bed friction and emergent cylinder drag in open channel flow. *Environmental Fluid Mechanics*, 16(6) :1173–1193.

- Dupuis, V., Proust, S., Berni, C. I., Paquier, A., and Thollet, F. (2015). Open-channel flow over longitudinal roughness transition from highly submerged to emergent vegetation. *36th IAHR World Congress, The Hague*, 1 :1–9.
- Engelund, F. and Munch-Petersen, J. (1953). Steady flow in contracted and expanded rectangular channels. *La Houille Blanche*, (4) :464–481.
- Florens, E. (2010). *Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : Étude expérimentale d'effets de macro rugosités*. Thèse de doctorat. Université de Toulous. 245 pages.
- Gafsi, M. (1998). *Étude expérimentale des écoulements dans les canaux à motifs périodiques*. Mémoire de magister. École Nationale Polytechnique d'Alger. 135 pages.
- Gharangik, A. and Hanif-Chaudhry, M. (1991). Numerical simulation of hydraulic jump. *Journal of Hydraulic Engineering*, 117(9) :1195–1211.
- Ghomeshi, M., Mortazavi-Dortazavi, S.-A., and Falconer, R. (2007). Amplitude of wave formation by vortex shedding in open channels velocimeter data. *Journal of Applied sciences*, 7(24) :3927–3934.
- Goring, D. and Nikora, V. (2002). Despiking acoustic doppler velocimeter data. *Journal Of Hydraulic Engineering-Asce*, 128(1) :117–126.
- Graf, W. and Altinaker, M. (1993). *Hydraulique fluviale (tome 1)- Écoulement permanent uniforme et non uniforme*. Lausanne : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 261 pages.
- Haddad, S. (2001). *Etude expérimentale des écoulements torrentiels traversant des divergents et des convergents*. Mémoire de magister. Université Saad Dahleb-Blida. 126 pages.
- Hoerner, S. (1965). *Fluid Dynamic Drag*. McGraw Hill Higher Education, 455 pages.
- Hurther, D. and Lemmin, U. (2001). A correction method for turbulence measurements with a 3d acoustic doppler velocity profiler. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18(3) :446–458.
- Ilich, K. (2006). *Origin of continental shelf seiches*. Thèse de doctorat. Environmental Systems Engineering, Fremantle, Western Australia. 103 pages.
- Ippen, A. and Dawson, J. (1951). Design of channel contractions. *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, 116 :326–346.
- Jackson, P. (1981). On the displacement height in the logarithmic velocity profile. *Journal of Fluid Mechanics*, 111 :15–25.
- Jafari, A., Ghomeshi, M., Bina, M., and Kashefipour, S.-M. (2010). Experimental study on ten modes of transverse waves due to vertical cylinders in open channels. *Journal of Food Agriculture and Environement*, 8(2) :949–955.

- Jiménez, J. (2004). Turbulent flows over rough walls. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36(1) :173–196.
- Katul, G., Wiberg, P., Albertson, J., and Hornberger, G. (2002). A mixing layer theory for flow resistance in shallow streams. *Water Resources Research*, 38(11) :32–1–32–8.
- Kironoto, B. and Graf, W. (1995). Turbulence characteristics in rough non-uniform open-channel flow. *ICE : Water, Maritime and Energy*, 1 :336–348.
- Kraus, N., Lohrmann, A., and Cabrera, R. (1994). New acoustic meter for measuring 3d laboratory flows. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 120(3) :406–411.
- Leonardi, S. and Castro, I. P. (2010). Channel flow over large cube roughness : a direct numerical simulation study. *Journal of Fluid Mechanics*, 651 :519–539.
- Liu, X. and Zeng, Y. (2017). Drag coefficient for rigid vegetation in subcritical open-channel flow. *Environmental Fluid Mechanics*, 17(5) :1035–1050.
- Ludeña, S.-G., Lopez, D., Rivière, N., and Mignot, E. (2017). Extreme flood flow in an increasingly urbanized floodplain : an experimental approach. *Proceedings of the 37th IAHR World Congress*.
- Ma, F., Hou, Y., and Prinos, P. (2002). Design of channel contractions. *Journal of hydraulic research*, 39(5) :326–346.
- Macdonald, R. (2000). Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 97(1) :25–45.
- Macdonald, R., Griffiths, R., and Hall, D. (1998). A comparison of results from scaled field and wind tunnel modelling of dispersion in arrays of obstacles. *Atmospheric Environment*, 32(22) :3845–3862.
- Merian, J. (1828). *Über die bewegung tropfbarer flüssigkeiten in gefassen*. Basle (cf. Von der Muhll, Math Ann. 27), 575 pages.
- Murty Bhallamudi, S. and Hanif Chaudhry, M. (1992). Computation of flows in open-channel transitions. *Journal of Hydraulic Research*, 30(1) :77–93.
- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in open-channel flows*. CRC Press, 293 pages.
- Nezu, I. and Rodi, W. (1985). Experimental study on secondary currents in open channel flow. *Proceedings of the 21st IAHR Congress*, 1 :115–119.
- Okajima, A. (1982). Strouhal numbers of rectangular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 123 :379–398.
- Paquier, A. (2015). *Notice d’emploi du logiciel RUBAR20*. Irstea centre de Lyon. Villeurbane-Lyon, France. 61 pages.

- Peltier, Y., Rivière, N., Proust, S. b., Mignot, E., Paquier, A., and Shiono, K. (2013). Estimation of the error on the mean velocity and on the reynolds stress due to a misoriented adv probe in the horizontal plane : Case of experiments in a compound open-channel. *Flow Measurement and Instrumentation*, 34 :34–41.
- Peyras, L., Royet, P., and Degoutte, G. (1992). Flow and energy dissipation over stepped gabion weirs. *Journal of hydraulic Engineering*, 118(5) :707–717.
- Qingchao, L. and Drewes, U. (1994). Turbulence characteristics in free and forced hydraulic jumps. *Journal of hydraulic research*, 32(6) :877–898.
- Rabinovich, A. (2009). Seiches and harbor oscillations. *Handbook of Coastal and Ocean Engineering*, 1 :193–236.
- Rand, W. (1955). Flow geometry at straight drop spillways. *Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, 81 :1–13.
- Raupach, M., Antonia, R., and Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Applied Mechanics Reviews*, 44(1) :1–25.
- Rouse, H. (1936). Discharge characteristics of the free overfall. *Civil Engineering*, 6(4) :257–260.
- Rouzes, M. (2015). *Etude expérimentale de l'hydrodynamique d'un Ecoulement turbulent sur fond rugueux en situation Naturelle et/ou à faible submersion*. Thèse de doctorat. Université de Toulous. 182 pages.
- Santiago, J., Coceal, O., Martilli, A., and Belcher, S. (2008). Variation of the sectional drag coefficient of a group of buildings with packing density. *Boundary-Layer Meteorology*, 128(3) :445–457.
- Sarkar, A. (2012). Vortex-excited transverse surface waves in an array of randomly placed circular cylinders. *Journal of Hydraulic Engineering*, 138(7) :610–618.
- Schlichting, H. and Gersten, K. (2017). *Boundary-Layer Theory*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 814 pages.
- Strom, K. and Papanicolaou, A. (2007). Adv measurements around a cluster microform in a shallow mountain stream. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(12) :1379–1389.
- Sturm, T. (1985). Simplified design of contractions in supercritical flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 111(5) :871–875.
- Sumer, M. and Fredsoe, J. (2006). *HYDRODYNAMICS AROUND CYLINDRICAL STRUCTURES*. World scientific publishing co. pte. ltd, 550 pages.
- Te Chow, V. (1959). *Open-channel hydraulics*, volume 1. McGraw-Hill New York, 350 pages.

- Tennekes, H. and Lumley, L. (1972). *A First Course in Turbulence*. M.I.T Press, Cambridge, Mass, U.S.A, 310 pages.
- Tominaga, A. and Nezu, I. (1992). Velocity profiles in steep open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 118(1) :73–90.
- Velickovic, M., Zech, Y., and Soares-Frazão, S. (2017). Steady-flow experiments in urban areas and anisotropic porosity model. *Journal of Hydraulic Research*, 55(1) :85–100.
- Viero, D., Pradella, I., and Defina, A. (2016). Free surface waves induced by vortex shedding in cylinder arrays. *Journal of Hydraulic Research*, 55(1) :16–26.
- Voulgaris, G. and Trowbridge, J. (1998). Evaluation of the acoustic doppler velocimeter (adv) for turbulence measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15(1) :272–289.
- Wang, G., Zheng, J., Liang, Q., and Zheng, Y. (2014a). Analytical solutions for oscillations in a harbor with a hyperbolic-cosine squared bottom. *Ocean Engineering*, 83 :16–23.
- Wang, H., Tang, H., Yuan, S., Lv, S., and Zhao, X. (2014b). An experimental study of the incipient bed shear stress partition in mobile bed channels filled with emergent rigid vegetation. *Science China Technological Sciences*, 57(6) :1165–1174.
- Zhang, J., Chen, J., and Wang, Y. (2012). Experimental study on time-averaged pressures in stepped spillway. *Journal of Hydraulic Research*, 50(2) :236–240.
- Zhao, K., Cheng, N., and Huang, Z. (2014). Experimental study of free-surface fluctuations in open-channel flow in the presence of periodic cylinder arrays. *Journal of Hydraulic Research*, 52(4) :465–475.
- Zhao, Q., Misra, S., Svendsen, I., and Kirby, J. (2004). Numerical study of a turbulent hydraulic jump. *17th ASCE Engineering Mechanics Conference. University of Delaware. Newark*.
- Zima, L. and Ackermann, N. (2002). Wave generation in open channels by vortex shedding from channel obstructions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(6) :596–603.