
RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ AMAR TELIDJI - LAGHOUAT

FACULTÉ DE GENIE CIVIL ET D'ARCHITECTURE



THÈSE DE DOCTORAT TROISIÈME CYCLE

Spécialité : Ressources en eau

Présentée et soutenue publiquement

Par : KAOUACHI Anouar Le : 16/02/2021

THEME

**Modélisation de l'écoulement d'eau dans un canal à géométrie
complexe types marches d'escalier à faible pente**

Jury de Soutenance :

Pr Chettih Mohamed	Président de jury	Université de Laghouat
Pr Remini Boualem	Examineur	Université de Blida
Dr Berreksi Ali	Examineur	Université de Bejaia
Pr Djehiche Bouaalam	Examineur	Université de Laghouat
Pr BENMAMAR Saadia	Directrice de thèse	Ecole Nationale Polytechnique d'Alger
Pr GAFSI Mustapha	Co Directeur de thèse	Université de Laghouat
Pr CARVALHO Rita F	Co Directrice de thèse	Université de Coimbra (Portugal)

ملخص

ان الماء عنصر حيوي هام من اجل حياة الإنسان، لكن هذا العنصر الحيوي أصبح قليلا بسبب تأثير المناخ. ان هذا النقص أصبح مشكل عالمي حيث أصبح من ضروري جدا تخزين الماء من اجل تسيير فعال. الا ان تخزين الماء يتطلب تقنيات أمنية عالية، من بين الطرق الهندسية المستعملة منذ القدم في تصريف المياه الفائضة في سدود منشأة مع خطوات ووضع حوض تمديد الطاقة أسفل السد. الهادرات مع خطوات تقوم بتبديد الطاقة أسفل السد. الهادرات مع خطوات تقوم بتبديد الطاقة بصفة مثالية عند سقوط الماء من خطوة الى خطوة. هذه التقنية تم اعتمادها منذ القدم بسبب بناءه السهل واستقراره الهيكلي وقدرته الكبيرة لتبديد الطاقة. في هذه الأطروحة نبين كيف يؤثر التخطيط الهندسي على خصائص الجريان، لغرض تجنب الخطر الذي قد ينجم عن التدفق الفائض للماء في الأودية) تآكل جانبي للواد او انجراف التربة في القاع). يجب ان يعتمد التصميم الهيدروليكي على ادوات فعالة، قادرة على محاكاة سلوك المنشأة الهيدروليكية من بين الأعمال المقدمة في هذه الأطروحة نموذج CFD ثلاثي الأبعاد لغرض محاكاة عدة انواع من الجريان للماء و الهواء في منشأة هيدروليكية. يعتبر الجريان غير مضغوط ومضطرب. العديد من نماذج الاضطراب من نوع RANS يتم استعمالهم، تم استخدام شبكات منتظمة ومربعة الشكل في النمذجة. باستعمال نظرية VOF يتم القيام بعدة عمليات محاكاة باستعمال PISO النمذجة تمت باستعمال البرنامج التجاري، ANSYS Fluent® يتم إجراء تحليل بشكل منفصل على عدة هادرات مزودة بخطوات مختلفة من حيث الشكل الهندسي. تم تحقق من استقلالية الشبكة وتحقق من صحة النموذج باستخدام البيانات التجريبية في جميع المحاكاة. تم مناقشة جميع نتائج النمذجة، نماذج الاضطراب المستعملة هم $k-\epsilon$, $k-\omega$, SST $k-\omega$, RNG $k-\epsilon$, SST $k-\omega$, قدمتم نتائج دقيقة لمحاكاة مستوى سطح الماء أكثر من النموذج $k-\epsilon$ نتائج SST $k-\omega$ تعتبر جيدة في تعبير على ظواهر المدروسة. تم اقتراح منهجية لتنبؤ بنقطة انطلاق دخول الهواء وقدمنا نمذجة رقمية لتدفق المضطرب المتناوب، في عدة هادرات مختلفة العرض.

الكلمات المفتاحية: ديناميكيات السوائل الحسابية، الروافد المدرجة، تدفق القشط المتناوب، النمذجة العددية

RESUME :

L'eau est une source impérative pour la vie humaine, les changements climatiques ont une incidence sur la disponibilité de l'eau pendant toute l'année avec la demande croissante. Le manque est devenu un problème mondial donc cela a rendu le stockage de l'eau comme la seule option pour une gestion adéquate.

Par contre l'incapacité de stocker économiquement toute l'eau des cours d'eau en maintenant un niveau de sécurité élevé, pose un vrai problème de transport sécuritaire de l'excès d'eau vers l'aval. La construction des marches sur l'évacuateur de crue, la construction de la goulotte plane avec des bassins de dissipation, des structures de seuil à retournement avec bassin profond et la construction de dissipateurs d'énergie tels que les blocs déflecteurs font parties des méthodes adoptées pour dissiper l'énergie de l'eau qui coule.

Les canaux en marche d'escaliers dissipent efficacement l'énergie de l'écoulement lorsque l'eau descend les marches. Cette méthode de conception a été adoptée depuis longtemps pour sa conception facile à construire, sa stabilité structurelle et sa capacité de dissipation d'énergie.

Dans cette thèse, nous montrerons de quelle manière la géométrie du domaine d'écoulement peut influencer ce dernier, afin d'éviter les risques de restitution du débit rejeté dans les rivières tels que la surcharge des berges ou les processus d'érosion et d'affouillement du lit du cours d'eau. La conception hydraulique doit s'appuyer sur des outils fiables, capables de reproduire le comportement des structures hydrauliques. Dans les travaux présentés dans cette thèse, un modèle CFD entièrement tridimensionnel est présenté pour reproduire le comportement de différents types d'écoulements air-eau dans les structures hydrauliques.

L'écoulement est supposé turbulent, isotrope et incompressible. Plusieurs modèles de turbulence RANS sont testés et des mailles rectangulaires structurées sont utilisées pour discrétiser le domaine analysé à l'aide de l'approche VOF et des simulations sont effectuées à l'aide de l'algorithme Piso.

Le modèle est mis en œuvre en utilisant le code commercial Ansys Fluent®. L'analyse est réalisée séparément sur plusieurs configurations de déversoirs en marche d'escalier. L'indépendance du maillage et la validation du modèle à l'aide de données expérimentales sont vérifiées dans toutes les simulations.

La sensibilité du modèle présenté à certains paramètres est discutée en détail à l'aide de différentes variables indicatrices, la fermeture de système en fait partie. Les modèles de turbulence analysés sont le modèle $k-\epsilon$, le modèle RNG $k-\epsilon$ et le modèle SST $k-\omega$. Les modèles SST $k-\omega$ et RNG $k-\epsilon$ ont fourni les estimations les plus précises des profils de la surface libre, bien que les modèles $k-\epsilon$, SST $k-\omega$ aient reproduit correctement les phénomènes étudiés. En utilisant la méthode de VOF, cette dernière semble mieux capturer le transfert de quantité de mouvement ainsi que les variables dérivées. Une méthodologie pour prédire le point d'inception (début d'écoulement biphasique) a été proposée, et nous avons présenté une modélisation numérique sur le régime d'écoulement extrêmement turbulent alterné, dans différents déversoirs en marches d'escaliers avec différentes largeurs afin d'étudier l'influence de la largeur du modèle sur l'apparition de régime d'écoulement extrêmement turbulent alterné.

MOTS CLÉS : Dynamique numérique des fluides, Coursier en marche d'escalier, Écoulement extrêmement alterné, Modélisation numérique, RANS, VOF, dissipation d'énergie, SST $k-\omega$ et RNG $k-\varepsilon$, Standard $k-\varepsilon$.

ABSTRACT :

Water is the base of the human life. But the global warming is affecting to its access, increasing the water's demand. In order to provide a solution to this new challenge and improving how we manage the water's resources there is no better way than to stock it. Building dams helps us to improve water's management and it's a worthy solution when it comes to control floods, improve navigation, water the fields or produce electricity.

Nevertheless, we face two challenges while building dams, the economical incapacity to stock all the water of the river and the certain of keeping a safe level when transferring the water downstream. As a solution we can use some energy dissipation methods as stepped spillways, block ramps or ski jumps.

Out of all the methods, building stepped spillways is an efficient way to dissipate energy. It's easy to build and has a stable structure. In this thesis, we are going to show how controlling the flow geometry can help us to control the discharges and protect the river's bed.

We can increase the reliability of the hydraulic structures by enhancing their design in models which reproduce hydraulic system behaviors. For this reason, we are presenting a CFD completely tridimensional model which can reproduce several air-water flow systems in hydraulic structures. With this purpose, we'll work with a turbulent, isotropic and incompressible flow.

In this study we analyzed different models to study the turbulence by the finite volume method in order to discrete the flow behavior and analyze it through the VOF approach and the PISO algorithm.

After doing this, the Ansys Fluent[®] code is implemented to analyze each step configuration and its location at the dimension level. Every single simulation provides the same output, validating the model and verifying the independency of the finite volume method applied.

Thus, in this thesis it's also discussed in detail the sensitivity of the model presented regarding the different parameters and, for this purpose, several indicator variables are used, system closure is one of them.

KEYWORDS: Computational fluid dynamics, stepped spillway, Alternating skimming flow, Numerical modelling, RANS, VOF, energy dissipation, SST $k-\omega$ et RNG $k-\epsilon$, Standard $k-\epsilon$.

RESUMEN :

El agua es un recurso imprescindible para la vida humana. No obstante, el cambio climático está teniendo una gran influencia sobre la disponibilidad de agua a lo largo del año, aumentando su demanda. Así pues, almacenar el agua es la mejor solución a su carencia, facilitando una adecuada gestión de la misma. Pero no solo eso, la construcción de presas resulta rentable en otras áreas como el control de las inundaciones, la navegación, la gestión del regadío o la producción de energía eléctrica. Ante esta solución encontramos dos retos, la incapacidad económica de almacenar todo el agua en los cursos de los ríos y la certeza de mantener un alto nivel de seguridad a la hora de transportar el exceso de agua en la cuenca del río. Ante estos retos existen algunos métodos adoptados con la finalidad de disipar la energía del curso del agua, entre ellos encontramos la construcción de peldaños en el aliviadero así como de soleras dentadas y el uso de la tolva plana en el canal o la cubeta deflectora.

De entre todos estos métodos, la construcción de peldaños se erige como un método eficiente para disipar la energía del agua siendo de fácil construcción y de estructura estable. En esta tesis, mostraremos cómo el dominio de la geometría del flujo influye en el mismo y nos permite evitar riesgos a la hora de liberar el agua cauce abajo así como la sobrecarga de las orillas o la erosión del lecho fluvial.

El diseño de las estructuras hidráulicas es más fiable si se basa en herramientas capaces de reproducir el comportamiento de los sistemas hidráulicos. Por este motivo, el trabajo aquí presentado se basa en un modelo CFD completamente tridimensional y capaz de reproducir el comportamiento de diferentes flujos de sistemas aire-agua en estructuras hidráulicas. Para ello, partiremos de la premisa de que su flujo es turbulento, isotrópico e incompresible.

A lo largo del estudio, se prueban diversos modelos de turbulencia RANS y se utilizan mallas rectangulares que discretizan el comportamiento del flujo. Este es analizado mediante el enfoque VOF y las simulaciones se llevan a cabo mediante el algoritmo Piso. Más tarde, el modelo es implementado mediante el código Ansys Fluent® y se analiza por separado en diferentes configuraciones de los peldaños y su ubicación a nivel de cota. Todas las simulaciones realizadas permiten validar el modelo y verificar la independencia de la malla. Así pues, en este trabajo discutimos también la sensibilidad del modelo presentado a los diferentes parámetros y para ello se utilizan diversas variables indicadoras siendo el cierre del sistema una de ellas.

Los modelos de turbulencia analizados son el modelo $k-\epsilon$, el modelo RNG $k-\epsilon$ y el modelo SST $k-\omega$. Los modelos SST $k-\omega$ y RNG $k-\epsilon$ proporcionaron las estimaciones más precisas de los perfiles de superficie libre, aunque los modelos $k-\epsilon$, SST $k-\omega$ reprodujeron correctamente los fenómenos estudiados.

Respecto al método VOF es el sistema que mejor parece capturar la transferencia del impulso y las variables derivadas del mismo. Por último, se propone una metodología cuya finalidad es predecir el punto de inicio (inicio del flujo entre dos fases) y un modelo numérico que determina el caudal de desfogue en diferentes niveles del aliviadero y cómo su flujo, extremadamente turbulento, puede pasar de régimen supercrítico a subcrítico utilizando escalones de diferentes anchuras. Las conclusiones del trabajo están avaladas con diferentes modelos de turbulencia totalmente tridimensionales.

PALABRAS CLAVE: Dinámica de fluidos computacional, aliviadero escalonado, flujo de desnatado alternante, modelado numérico, RANS, VOF. disipación de energía, SST k- ω et RNG k- ϵ , Estándar k- ϵ ..

TABLE DES MATIÈRES

ملخص.....	1
RESUME :	2
ABSTRACT :	4
RESUMEN :	5
TABLE DES FIGURES.....	10
LISTE DES TABLEAUX.....	12
TABLE DES PHOTOS	13
LISTE DES SYMBOLES	14
REMERCIEMENTS.....	16
DEDICACES	17
INTRODUCTION GENERALE.....	18
1. ÉTAT DE L'ART SUR LES ECOULEMENTS DANS LES CANAUX EN MARCHES D'ESCALIER.....	19
1.1 INTRODUCTION	19
1.2 L'ORIGINE DU DEVERSOIR EN MARCHE D'ESCALIER	19
1.2.1 Fréquence d'utilisation des déversoirs en marches d'escaliers	21
1.2.2 La motivation de construire les canaux en marches d'escaliers.....	22
1.2.3 Avantage des canaux en marches d'escaliers.....	22
1.3 REGIMES D'ECOLEMENT SUR DES CANAUX EN MARCHES D'ESCALIERS.....	23
1.3.1 Propriété d'écoulement sur les canaux en marches d'escaliers	23
1.3.1.1 Régimes d'écoulement sur des canaux en marches d'escaliers	24
1.3.1.1.1 Régime d'écoulement en nappe	24
1.3.1.1.1.1 Ecoulement en nappe isolée.....	25
1.3.1.1.1.2 Ecoulements en nappe partielle.....	26
1.3.1.1.2 Régime d'écoulement extrêmement turbulent.....	26
1.3.1.1.3 Ecoulement de transition.....	28
1.3.1.2 Limites des différents régimes d'écoulement sur le coursier en marches d'escalier	28
1.4 LA DISSIPATION D'ENERGIE.....	30
1.5 ENTRAÎNEMENT D'AIR DANS UN ECOULEMENT A SURFACE LIBRE.....	30
1.5.1 Entraînement d'air dans un écoulement en marche d'escalier.....	31
1.5.2 Point d'inception.....	31
1.5.3 Mécanisme d'entraînement d'air	31
1.5.4 Définition de la concentration en air.....	32
1.5.5 Remarques générales.....	32
1.6 RAPPELS SUR QUELQUES LES FORMULES EMPIRIQUES	32
1.6.1 Formule proposée par Wood en 1983	32
1.6.2 Formule de Chanson(1994).....	34
1.6.3 La formule de Chanson (1994).....	34
1.6.4 Formule de Boes et Hager (2003).....	34
1.6.5 Formule de Bung (2011b).....	35
1.6.6 Formule d'Amador et al. (2009).....	35
1.6.7 La formule de Meireles et al. (2012).....	36
1.6.8 La formule de Hunt & Kadavy (2012)	36
1.6.9 Formule de Felder et Chanson (2013).....	36
1.6.10 La formule de Chanson et al. (2015).....	37

1.7	CONCLUSION	37
2.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET NUMERIQUE DES ECOULEMENTS SUR LES COURSIERS EN MARCHE D'ESCALIERS.....	38
2.1	INTRODUCTION ETAT DE L'ART.....	38
2.2	ÉTUDES NUMERIQUES DES ECOULEMENTS SUR LES COURSIERS EN MARCHE D'ESCALIERS	38
2.3	LA SIMULATION DES GRANDES STRUCTURES DE LA TURBULENCE	38
2.4	SIMULATION DES GRANDES STRUCTURES DE LA TURBULENCE.....	39
2.5	L'APPROCHE RANS.....	40
2.6	AUTRES APPROCHES NUMERIQUES	41
2.6.1	<i>Le modèle $k-\omega$ SST</i>	41
2.6.2	<i>Le modèle $k-\epsilon$ Standard</i>	42
2.6.3	<i>Le Modèle $k-\epsilon$ RNG</i>	42
2.7	CONCLUSION	43
3.	MISE EN ŒUVRE DU MODELE DU DEVERSOIR EN MARCHES D'ESCALIERS EN CFD	44
3.1	INTRODUCTION	44
3.2	ETAT DE L'ART SUR LES MODELES DE TURBULENCE	44
3.3	MISE EN ŒUVRE DU MODELE DU DEVERSOIR EN MARCHES D'ESCALIERS EN CFD	46
3.3.1	<i>Équations de l'écoulement</i>	46
3.3.2	<i>Géométrie et maillage</i>	47
3.4	MODELISATION DE LA SURFACE LIBRE.....	48
3.5	MODELISATION DE LA TURBULENCE	49
3.6	CONDITIONS AUX LIMITES	51
3.7	TRAITEMENT DES PAROIS.....	52
3.8	SCHEMAS DE DISCRETISATION	54
3.9	CONCLUSION.....	54
4.	DONNEES EXPERIMENTALES.....	55
4.1	INTRODUCTION	55
4.2	LES MODELES PHYSIQUES.....	55
4.2.1	<i>Les modèles de Hunt & Kadavy (2010a) et (2014)</i>	55
4.2.2	<i>Le modèle d'Aachen</i>	56
4.2.3	<i>Le modèle de Wuppertal</i>	57
4.3	CONCLUSION.....	59
5.	ANALYSE DE LA POSITION DU POINT D'INCEPTION VIA CFD	60
5.1	INTRODUCTION	60
5.2	CONVERGENCE DES MAILLAGES.....	60
5.2.1	<i>Etude de la sensibilité du maillage</i>	60
5.2.2	<i>Validation du modèle numérique avec des résultats expérimentaux</i>	61
5.3	RESULTATS DES PROFILS DE VITESSE EN DIFFERENTES MARCHES	62
5.4	CONCLUSION	69
6.	ANALYSE DE L'APPARITION D'UN REGIME EXTREMEMENT TURBULENT EN ALTERNANCE.....	70
6.1	INTRODUCTION	70
6.2	SIMULATION NUMERIQUE, GEOMETRIES ET MAILLAGE, CONVERGENCE ET CONDITIONS AUX LIMITES.....	71
6.3	VALIDATIONS DU MODELE.....	72
6.4	RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	77
6.4.1	<i>La surface libre</i>	77
6.5	LA VITESSE	79

6.6	LES STATISTIQUES DE LA TURBULENCE.....	81
6.7	REPARTITION DE LA PRESSION SUR LES MARCHES CALCULEES SELON LES DIFFERENTES CONFIGURATIONS	82
6.8	DISCUSSION.....	83
6.9	CONCLUSION.....	85
CONCLUSION GENERALE.....		87
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		88

TABLE DES FIGURES

Figure	Page
Figure 1.1 : Régime d'écoulement en nappe	25
Figure 1.2 : Ecoulement en nappe isolée avec alternance de régimes fluvial-torrentiel	25
Figure 1.3 : Ecoulement en nappe isolée avec régime constamment torrentiel	26
Figure 1.4 : Ecoulement en nappe partielle	26
Figure 1.5 : Régime d'écoulement extrêmement turbulent	27
Figure 1.6 : Développement d'un écoulement diphasique le long d'un coursier en marches d'escaliers à forte pente constante (Chanson, 1994)	28
Figure 1.7 : Développement d'un écoulement diphasique le long d'un canal lisse à forte pente constante (Hager, 2009)	28
Figure 1.8 : Entraînement d'air sur un coursier lisse	31
Figure 3.1 : Schéma général de déversoir et bassin de dissipation d'énergie	45
Figure 3.2 : Schéma du maillage utilisé dans la simulation	49
Figure 3.3 : Profil de la vitesse dans la couche limite turbulente d'une plaque plane (Billon, 2014)	54
Figure 4.2 : Croquis de l'installation expérimentale du modèle d'Aachen	58
Figure 5.1 : Maillage structuré généré avec Ansys Meshing Modeler®	63
Figure 5.2 : Comparaison entre les profils expérimentaux de la vitesse et ceux obtenus avec Ansys Fluent pour un débit de $0.28\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$ dans le cas du modèle B	63
Figure 5.3a : Profils de vitesse sur les marches du modèle A : a) $q = 0.15\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 76\text{mm}$; b) $q = 0.31\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 76\text{mm}$; c) $q = 0.47\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 76\text{mm}$; d) $q = 0.15\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$	64
Figure 5.3b : Profils de vitesse sur les marches du modèle A : e) $q = 0.31\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$; f) $q = 0.46\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$	65
Figure 5.4a : Profils de vitesse sur les marches du modèle B : g) $q = 0.20\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$; h) $q = 0.28\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$	65
Figure 5.4b : Profils de vitesse sur les marches du modèle B : i) $q = 0.42\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$; j) $q = 0.20\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$; k) $q = 0.28\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$; l) $q = 0.42\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$	66
Figure 5.5 : Positions du point d'inception dans le modèle A (pente $26,6^\circ$) calculées par différentes équations empiriques	68
Figure 5.6 : Positions du point d'inception dans le Modèle B (pente 14°) calculées par différentes équations empiriques	69
Figure 6.1 : Test dépendance de maillage	73
Figure 6.2 : Comparaison entre les niveaux d'eau moyens mesurés expérimentalement avec les capteurs ultrason à chaque bord de marche et les niveaux d'eau calculés numériquement avec différents modèles turbulents	74
Figure 6.3 : Le domaine de calcul de SSW0.50 et la position du point d'inception	74
Figure 6.4 : Validation des niveaux d'eau moyens mesurés expérimentalement avec les modèles de turbulence : $k-\omega$ SST $k-$, $k-\epsilon$ et RNG $k-\epsilon$	75
Figure 6.5 : Profils de vitesse numériques aux bords des marches (SN) 6 à 13 avec différents modèles de turbulence	77
Figure 6.6a : Profils de la surface libre sur l'axe Z avec SST $k-\omega$ pour différentes configurations du modèle SSW0.10, SSW0.20	78
Figure 6.6b : Profils de la surface libre sur l'axe Z avec SST $k-\omega$ pour différentes configurations du modèles SSW0.30, SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60	79

Figure 6.7a :	Distribution de vitesse pour les différents modèles SSW0.10, SSW0.20, SSW0.30	80
Figure 6.7b :	Distribution de vitesse pour les différents modèles SSW0.35, SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60	81
Figure 6.8a :	Energie cinétique turbulente pour les différents modèles SSW0.10, SSW0.20, SSW0.30, SSW0.35	82
Figure 6.8b :	Energie cinétique turbulente pour les différents modèles SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60	83
Figure 6.9 :	Le modèle de pression SSW0.10 m avec SST k- ω	85
Figure 6.10 :	Le modèle de pression SSW0.20 m avec SSTk- ω	85
Figure 6.11 :	Le modèle de pression SSW0.30 m avec SSTk- ω	85
Figure 6.12 :	Le modèle de pression SSW0.35 m avec SST k- ω	86
Figure 6.13 :	Le modèle de pression SSW0.40 m avec SSTk- ω	86
Figure 6.14 :	Le modèle de pression SSW0.50m avec SSTk- ω	86
Figure 6.15 :	Le modèle de pression SSW0.60 m avec SSTk- ω	86

LISTE DES TABLEAUX

Tableau	Page
Tableau 1-1 : Les équations empiriques proposées par différents chercheurs.....	29
Tableau 3-1 : Configuration des conditions aux limites.....	52
Tableau 3-2 : Configuration des conditions aux limites.....	53
Tableau 4-1 : Résumé des conditions expérimentales du déversoir.....	57
Tableau 5-1 : Equations utilisées pour déterminer la position du point d’Inception.....	67
Tableau 5-2 : Comparaison de la position du point d’Inception dans le modèle A entre les résultats expérimentaux et numériques	67
Tableau 5-3 : Comparaison de la position du point d’Inception dans le modèle B entre les résultats expérimentaux et numériques.....	68
Tableau 6-1 : Analyse de la surface libre en zone non aérée.....	76
Tableau 6-2 : Analyse de la surface libre en zone aérée.....	76

TABLE DES PHOTOS

Photo	Page
Photo 1.1 : Déversoirs en marches d'escaliers du lac Wilde (Maryland, États-Unis	18
Photo 1.2 : Des expériences ont été menées sur ce modèle réduit d'une pente 14 ° dans l'unité de recherche en génie hydraulique USDA-ARS de l'Université Stillwater, Oklahoma, États-Unis	19
Photo 1.3 : Déversoir en marches d'escalier équipées de murettes, Barrage de Wimbleball	19
Photo 1.4 : Coursier en marches d'escalier avec gabion	20
Photo 1.5 : Défaillance de l'évacuateur de crue d'Oroville (USA) en 2014	22
Photo 4.1 : Différentes installations utilisées pour valider les modèles numériques a et b construit à Hydraulic Engineering Research Stillwater et c Aachen-University.	56

LISTE DES SYMBOLES

- C : Concentration en air locale (-)
- C_{mean} : Concentration en air moyenne (-)
- d : Profondeur de référence (m)
- E_0 : Charge initiale totale de l'écoulement au-dessus du seuil (m)
- E_1 : Charge résiduelle au pied du déversoir (m)
- F : Nombre de Froude (-)
- F_* : Nombre de Froude en termes de rugosité (-)
- g : Accélération de pesanteur (m^2/s)
- G_k : Production d'énergie cinétique
- H : Hauteur de déversoir (m)
- H_s : hauteur de chute à une distance x
- h_i : Profondeur d'écoulement au point d'inception (m)
- k : Energie cinétique turbulent
- k_s : hauteur normale de la cavité de marche à l'écoulement (m/s)
- l : Longueur de la marche (m)
- L_i : Distance entre la crête et le point d'inception (m)
- M_a : Nombre de Mach
- n : Nombre de marches (-)
- Q : Débit d'écoulement (m^3/s)
- q : Débit par unité de longueur ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}.\text{ml}^{-1}$)
- q_δ : Débit d'écoulement en couche limite ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}.\text{ml}^{-1}$)
- R : Nombre de Reynolds
- s : Hauteur de la marche (m)
- t : Temps (s)
- u^+ : Vitesse dans la couche limite
- U_{fs} : vitesse de l'écoulement à la surface libre (m/s)
- V : Vitesse de l'écoulement (m/s)

V_{90} : Vitesse d'écoulement pour $y = Y_{90}$ (m/s)
 W : La largeur du canal (m)
 y_c : Tirant d'eau critique (m)
 y_p : Tirant d'eau minimal, sous la lame déversant (m)
 y_1 : Tirant d'eau du coussin d'eau (m)
 y_2 : Tirant d'eau au l'écoulement devient fluviale (m)
 Y_{90} : Profondeur de référence pour $C = 90 \%$ (m)
 y^+ : Non-dimensional distance
 $Z_{\max}$: La largeur maximal du modelé (m)
 Z_1 : Le profile longitudinale du modelé $Z_{\max}/4$ (m)
 Z_2 : Le profile longitudinale du modelé $Z_{\max}/2$ (m)
 Z : La largeur du modelé (m)
 α : Pentes de coursier
 δ : Epaisseur de la couche limite (m)
 ε : Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
 μ : viscosité dynamique (Pa.s)
 μ_t : La viscosité dynamique turbulente
 ν : Viscosité cinématique (m^2/s)
 θ : Pente du déversoir
 ρ : Masse volumique (Kg/m^3)
 ρ_a : Masse volumique de l'air (Kg/m^3)

REMERCIEMENTS

Tout d'abord je remercie DIEU tout puissant de m'avoir guidé et donné la force et le courage pour accomplir ce travail, et aboutir à sa réussite.

Je tiens à remercier la Pr S. Benmamar du Laboratoire de Recherche des Sciences de l'Eau de l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger et le Pr M. Gafsi du laboratoire Research Laboratory of Water Resources, Soil and Environment de l'université de Laghouat pour le suivi, les conseils, la rédaction et les corrections de la thèse et toute l'aide qu'ils m'ont apporté pendant ces années de recherche, ainsi qu'à toute l'équipe pédagogique de l'université algérienne.

Je tiens à remercier toute l'équipe du laboratoire de Recherche des Science de l'Eau de l'école Nationale Polytechnique d'Alger pour son accueil au sein du laboratoire et son aide, et l'équipe du laboratoire de Research Laboratory of Water Resources, Soil and Environment de l'université de Laghouat.

Je tiens à remercier la Pr R. F. De Carvalho pour toute l'aide quelle m'a apporté pendant mon séjour à Coimbra (Portugal), Merci pour toutes vos explications, vos conseils et orientations.

Je tiens à remercier monsieur le Pr. Chettih Mohamed d'accepter d'être le président du membre de jury pour la soutenance, et je remercie infiniment les membres du jury qui examinent ce modeste travail le Pr. Remini Boualem. Dr Berreksi Ali. Pr Djehiche Bouaalam

Je tiens à remercier monsieur le Pr. Chettih Mohamed, d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse, je tiens également, à remercier infiniment les membres du jury qui examinent ce modeste travail: le Pr. Remini Boualem. Dr Berreksi Ali. Pr Djehiche Bouaalam

Je tiens à remercier mon cher Pr. Bombradli de m'avoir aidé à faire des simulations efficaces, ainsi que Dr H. Boutagane pour son accompagnement pendant mon parcours scientifique, j'ai beaucoup appris de vous, sans oublier mes collègues et mes amis à Mare (université de Coimbra), notamment Dr Nazmul Azim, Dr Pedro lopez et Babar Musthabah.

Je tiens à remercier Pr H. Chanson qui n'a jamais cessé de répondre à mes questions et cela malgré la distance, il a continué à enrichir mon travail de recherche avec des références nécessaires sur la thématique.

J'exprime mes remerciements à toute l'équipe de l'Université de Laghouat en particulier, monsieur Ahmed Gahmani, qui s'est toujours rendu disponible pour m'aider dans ces présents travaux, sans oublier Nouis Messada, Boutassouna Kheiraa et Djaid Naimaa. Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont aidé à comprendre le domaine de modélisation, notamment le CFD.

Anouar Kaouachi



DEDICACES

Je dédie cette thèse de doctorat à mes parents, mes frères Salah Eddine, Chamsi, et Hdile (Pika) que j'aime beaucoup, à mes amis qui m'ont accompagné et beaucoup encouragé pendant mon cursus de recherche, Olga, Dalel, liza, Ali, Karim (bombo, Alia, Raida, Ehsen, Mouataz) et mon neveu Asser.

INTRODUCTION GENERALE

Au cours des trois dernières décennies, plusieurs études expérimentales ont été réalisées sur les canaux en marches d'escaliers. Elles ont permis d'élaborer des directives de conception des déversoirs en marches d'escaliers, pour une large gamme de pentes de chenaux. Elles ont aussi permis de comprendre les processus d'écoulement : en nappe et extrêmement turbulent.

Des caractéristiques clés pour les applications d'ingénierie pratiques, ont été identifiées, y compris des directives pour le point de départ de l'entraînement d'air, les différents types d'écoulement, la dissipation d'énergie, l'aération de l'écoulement, vitesses, distributions de concentrations d'air et profondeurs d'écoulement. La conception des déversoirs en escalier présente de grands avantages en termes de dissipation d'énergie, de performances, de quantité d'air entraîné et de prévention des dommages par cavitation.

Malgré qu'il y a eu des avancées importantes dans la compréhension des canaux en escaliers avec des marches horizontales uniformes et plates, il y a un manque de compréhension pour les canaux en marche d'escalier avec des conceptions plus complexes.

Dans ce travail de thèse, plusieurs conceptions de canaux en marche d'escalier ont été étudiées. L'objectif étant de trouver la conception la plus optimales en termes : de dissipation d'énergie et d'aération. Ce qui permettrait d'améliorer l'utilisation future des canaux en marche d'escalier.

Cette thèse de doctorat vise à atteindre des points essentiels : Premièrement, sur la modélisation des différentes conceptions des canaux en marches d'escaliers, ce qui permet d'étudier les conceptions optimales de dissipation d'énergie. Pour bien localiser le point d'inception, une méthodologie basée sur la forme du profil de vitesse a été élaborée. Deuxièmement nous avons présenté une modélisation mathématique sur le régime d'écoulement extrêmement turbulent alterné, dans différents canaux en escaliers avec différentes largeurs, afin d'étudier l'influence de la largeur sur l'apparition du régime d'écoulement extrêmement turbulent alterné. Avec différents modèles de turbulence entièrement tridimensionnels, les instabilités peuvent être liées aux ondes (pseudo) périodiques et à la recirculation irrégulière des cavités.

1. ÉTAT DE L'ART SUR LES ECOULEMENTS DANS LES CANAUX EN MARCHES D'ESCALIER

1.1 Introduction

Une structure hydraulique doit être conçue pour évacuer les eaux en toute sécurité afin d'éviter tout dommage à la structure et à l'environnement. Une des nombreuses possibilités est la construction de coursiers en aval des seuils déversant afin de collecter les débits et les conduire jusqu'au cours d'eau en aval. Généralement, dans ce cas de figure, étant donné que les hauteurs de chutes en jeu sont relativement importantes (énergie potentielle), il est nécessaire de dissiper une partie de l'énergie de l'écoulement (passée sous forme d'énergie cinétique), avant sa restitution au cours d'eau aval. Une première option est de mettre en place un bassin d'amortissement au pied du coursier, qui réalise la transition entre ce dernier et le milieu naturel. *Les coursiers en marches d'escalier. Ce sont ces derniers qui vont faire l'objet de la présente thèse.*

1.2 L'origine du déversoir en marche d'escalier

Les ingénieurs grecs ont peut-être été les premiers à concevoir un déversoir avec des marches d'escaliers. Un évacuateur de crue en marche d'escalier a été construit à Akarnania autour de 1300 avant JC (*Chanson, 2001c, 2002*). Les photos 1.1 à 1.4 présentent plusieurs modèles de déversoir en marches d'escaliers. La conception en escalier augmente le taux de dissipation d'énergie sur la goulotte (c'est-à-dire au-dessus des marches) et réduit la taille du dissipateur d'énergie en aval. Au cours des quatre dernières décennies, les recherches sur les déversoirs en marches d'escalier ont été très actives (*Chanson, 1995b; Ohtsu & Yasuda, 1998*).



Photo 1.1: Déversoirs en marches d'escaliers du lac Wilde (Maryland, États-Unis)
(https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/c/cc/Lake_Elkhorn_spillway_2016.jpg)



Photo 1.2 : Des expériences ont été menées sur ce modèle réduit d'une pente 14° dans l'unité de recherche en génie hydraulique USDA-ARS de l'Université Stillwater, Oklahoma, États-Unis (*Hunt & Kadavy, 2016*)



Photo 1.3 : Déversoir en marches d'escalier équipées de murettes,
(<https://www.geograph.org.uk/photo/4907864>)



Photo 1.4 : Canal en marches d'escaliers en gabion (<https://www.pinterest.com/aero7507184/culvert-bridge-je/>)

1.2.1 Fréquence d'utilisation des déversoirs en marches d'escaliers

Grâce aux avancées technologiques de ces dernières décennies, notamment en matière de construction par la méthode du béton compacté au rouleau (BCR), les canaux en marches d'escaliers ont bénéficié d'un regain d'intérêt et d'une popularité significative auprès des chercheurs et des ingénieurs de construction.

En effet à la fin de l'année 1999, 195 grands barrages type BCR en fonctionnement et 51 en construction ont été recensés à travers le monde (*Carter et al., 2006 ; Matos, 2000*). L'utilisation de canaux en marches d'escaliers a permis de réduire le coût, d'augmenter la performance et la longévité d'un grand nombre de barrages en BCR, notamment grâce à la construction économique et rapide du canaux sur la face aval du barrage qui entraîne également toute une série d'autres atouts comme par exemple un accès facile et plus sécurisé lors des périodes d'inspection et de maintenance du canaux (*Boes & Hager, 2003 ; Matos et al., 2000*). Le gain sur le coût du projet peut ainsi atteindre 20% par rapport à d'autres techniques, comme l'évacuateur lisse (*Peyras et al., 1992*).

Bien que les premières suggestions de construction de barrages via la méthode du béton compacté au rouleau aient été formulées en 1941, ce n'est que dans les années 80 que la construction de grands barrages en BCR débuta (*Yokotsuka, 2000*). Le barrage de Monksville, aux États- Unis, fut le premier barrage BCR construit avec un coursier en marches d'escalier (*Sorensen, 1985*). Notons qu'en général, le débit spécifique sur de tels coursiers est limité à 20 m³/s/m, même si des débits plus importants ont déjà été considérés, par exemple pour le barrage de Shuidong en Chine, le débit est de 100 m³/s/m

1.2.2 La motivation de construire les canaux en marches d'escaliers

Les canaux en marches d'escaliers furent fréquemment utilisés pour contribuer à la stabilité des barrages et améliorer la dissipation d'énergie. La plupart des ouvrages étaient en maçonnerie et béton avec une face aval en marches renforcées par des blocs de granite. Dans la première partie du 20ème siècle, les nouveaux progrès concernant les caractéristiques de la dissipation d'énergie dans les ressauts hydrauliques ont plutôt favorisé la conception de bassins de dissipation en aval des coursiers lisses. L'avantage des canaux en marches d'escaliers par rapport aux coursiers lisses conventionnels, en plus de la construction économique et de la réduction du risque de cavitation, est la grande dissipation d'énergie le long de celui-ci, en raison de la macro-rugosité qu'offrent les marches. Cela se traduit par une réduction importante des dimensions du bassin dissipateur au pied du coursier et donc une diminution des coûts de construction et de maintenance.

1.2.3 Avantage des canaux en marches d'escaliers

Depuis l'introduction du BCR, la conception des canaux en escalier a suscité un regain d'intérêt en raison des avantages qu'il représente, par rapport aux autres types d'installations de protection contre les inondations. Les marches agissent comme des macro-rugosités qui augmentent l'entraînement d'air, la résistance à l'écoulement et la dissipation d'énergie de manière significative.

De plus, le risque de cavitation est minimisé en raison de la grande quantité d'air entraînée. Cependant, la conception des canaux en escalier est compliquée et de nombreuses études expérimentales ont été menées.

Les premières études expérimentales sur la dissipation d'énergie de l'écoulement dans les canaux en marches d'escalier ont été menées par **Horner** (1969), **Sorensen** (1985), **Rajaratnam** (1990) et **Peyras et al.** (1992). Ces études ont fourni des définitions de base des modèles d'écoulement, le processus de dissipation d'énergie et la conception des canaux en marches d'escaliers.

Au cours des décennies suivantes, de nombreuses autres études expérimentales ont été menées sur les canaux en escalier. La plupart des travaux de recherche ont porté sur les canaux en escaliers avec des pentes forte de chenal typiques des barrage-poids (**Horner, 1969**), (**Sorensen, 1985**), (**Christodoulou, 1993**), (**Tozzi, 1994**), (**Elviro and Mateos, 1995**), (**Ohtsu et al., 1997**), (**Chamani and Rajaratnam, 1999**), (**Minor and Boes, 2001**), (**Boes and Hager, 2003**), (**Benmamar et al., 2004**), (**Ohtsu et al., 2004**), (**Benmamar, 2006**), (**Sánchez-Juny et al., 2007**), (**Frizell and Renna, 2011**), (**Takahashi and Ohtsu, 2012**). Plusieurs études ont également été menées sur des modèles d'évacuateurs en escalier avec des pentes modérées (**Peyras et al., 1992**), (**Chanson and Toombes, 2002**), (**Chanson and Toombes, 2002**), (**Dewals et al., 2004**), (**Chanson and Gonzalez, 2004**), (**Kökpinar, 2004**), (**Chanson and Gonzalez, 2005**), (**Carosi and Chanson, 2008**), (**Thorwarth, 2008**), (**Felder and Chanson, 2009**), (**Bung, 2011b**), (**Meireles and Matos, 2009**), (**Hunt and Kadavy, 2010a**), (**Frizell and Renna, 2011**), (**Takahashi and Ohtsu, 2012**).

Ces études expérimentales ont permis de mieux comprendre le phénomène d'entraînement d'air, les processus d'écoulement dans les écoulements diphasiques à grande vitesse et des capacités de dissipation d'énergie.

En outre, ils ont conduit à des directives de conception applicables aux canaux en escalier avec des pentes modérées et de fortes pentes avec des marches plates et des hauteurs de marche uniformes.

1.3 Régimes d'écoulement sur des canaux en marches d'escaliers

La photo 1.5 ci-dessous, montre les dégâts importants sur le coursier de l'évacuateur de crue du barrage d'Oroville.

Parmi les ouvrages d'évacuations des inondations : c'est le déversoir en marches d'escaliers, qui se caractérise par sa grande capacité de dissipation d'énergie au-dessus de la goulotte d'escaliers.

Le coursier en marches d'escaliers ont une influence significative sur la dissipation d'énergie le long de l'évacuateur de crues et de réduire la taille et le coût du bassin de dissipation. Les recherches en l'hydraulique sur les écoulements en marches d'escaliers ont été dictées par les besoins de l'industrie pour de meilleures lignes directrices de conception. Les écoulements sont caractérisés par un transfert important de quantité de mouvement entre l'écoulement principal et les zones de recirculation dans les marches. Le but de ce chapitre est de fournir un examen complet de citations dans la littérature concernant le développement des canaux en marche d'escalier. Il s'agirait notamment de la modélisation hydraulique et des études de prototypes sur tous les aspects de la conception de cet ouvrage.

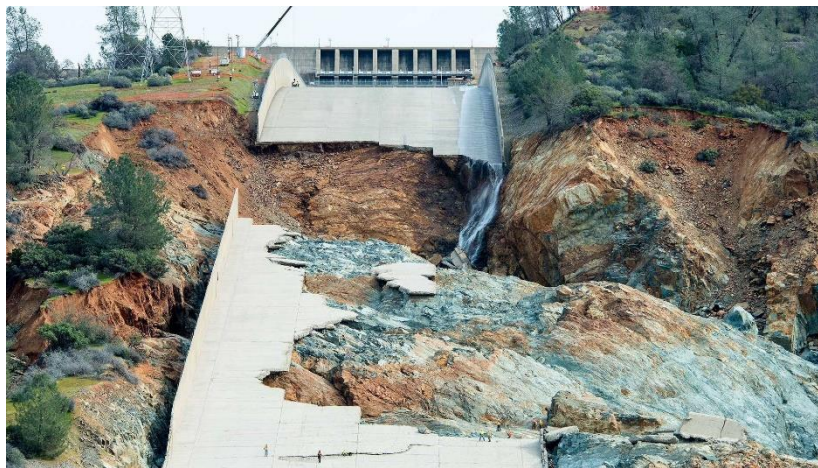


Photo 1.5 : Défaillance de l'évacuateur de crue du barrage d'Oroville (USA) en 2014.

1.3.1 Propriété d'écoulement sur les canaux en marches d'escaliers

Le but de cette section est de fournir un examen des références dans la littérature concernant les différents éléments associés à la définition des canaux en marches d'escaliers. Les aspects évalués sont :

- Conditions d'écoulement sur les canaux en marches d'escaliers.

- Les limites des différents régimes d'écoulement sur le coursier en marches d'escaliers.

1.3.1.1 Régimes d'écoulement sur des canaux en marches d'escaliers

Trois régimes d'écoulement distincts peuvent prendre place sur les canaux en marches d'escalier, appelés respectivement, régime d'écoulement en nappe, de transition et extrêmement turbulent (**Boes and Hager, 2003**). Les définitions et caractérisations suivantes ont été adoptées par de nombreux chercheurs.

1.3.1.1.1 Régime d'écoulement en nappe

Dans un régime d'écoulement en nappe, la chute totale est divisée en une série de petites chutes libres, avec l'eau qui plonge de marche en marche (Figure 1.1) sous la forme d'une fine couche qui s'accroche aux faces de chaque marche. En général, ce type d'écoulement apparaît pour de petits débits et de grandes marches (**Chanson, 1994**).

Trois types d'écoulement en nappe peuvent être distingués en fonction du débit et de la profondeur d'eau associée :

Écoulement en nappe avec le développement complet d'un ressaut hydraulique sur la marche,

Écoulement en nappe avec développement partiel d'un ressaut hydraulique, Écoulement en nappe sans ressaut hydraulique (**Chanson, 1994**).

Pour ce type de régime d'écoulement, la dissipation d'énergie se produit par frottement du jet dans l'air, l'impact de celui-ci sur la marche et la turbulence sur la marche accompagnée ou non de la formation d'un ressaut hydraulique (**Boes and Hager, 2003**). La dissipation d'énergie au niveau d'une marche intermédiaire quelconque est égale à la hauteur de celle-ci. Étant donné qu'un coursier en marches d'escaliers peut être logiquement analysé comme une succession de structures à chutes, certains auteurs comme **More** (1943), **White** (1943) ou **Rand** (1955a) ont étudié une structure formée d'une marche unique.

D'autres auteurs ont également étudié cette dissipation d'énergie sur de telles géométries de coursiers, et ont établi différentes relations permettant de l'estimer en fonction du type d'écoulement en nappe exemple : **Chanson** (2001b). Diverses recherches ont également étudié les propriétés de l'écoulement (**Horner, 1969a**), (**Peyras et al., 1991**), (**Chanson, 1994b**), (**Benmamar, 2006**), (**Gafsi et al., 2015**), la dissipation d'énergie (**Rajaratnam, 1994**), et les phénomènes d'entraînement d'air dans le cas d'écoulement en nappe (**Toombes, 1997b**).

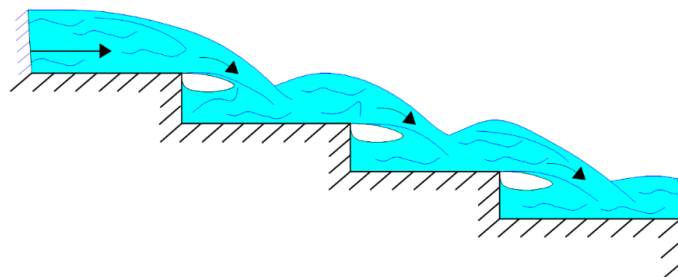


Figure 1.1 : Régime d'écoulement en nappe

Dans l'étude de **Peyras et al.** (1991), les écoulements en nappe sont classés comme suite.

1.3.1.1.1 Ecoulement en nappe isolée

Deux régimes hydrauliques sont alors possibles : un premier caractérisé par une alternance des régimes fluvial et torrentiel, et un second totalement torrentiel.

ALTERNANCE DES REGIMES FLUVIAL ET TORRENTIEL (Figure 1.2)

Un ressaut hydraulique s'amorce en aval immédiat de l'impact de la lame déversant. Cet écoulement n'a été observé qu'avec une contre-pente ou un contre-seuil et pour de faibles débits, (inférieurs à $1 \text{ m}^3\text{s}^{-1}.\text{ml}^{-1}$).

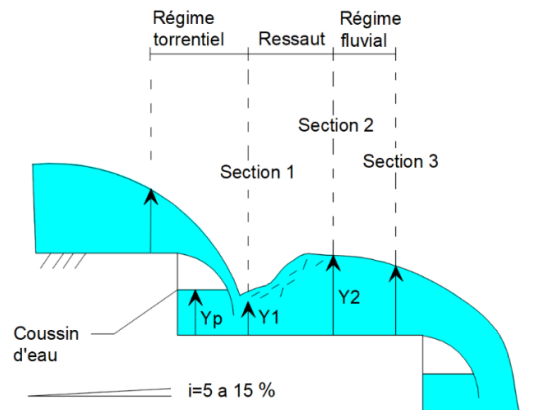


Figure 1.2 : Ecoulement en nappe isolée avec alternance de régimes fluvial-torrentiel

Au point d'impact de la lame déversante avec le nid d'eau, l'écoulement prend un tirant d'eau minimal Y_1 , sous la lame déversante au pied de la marche apparaît un coussin d'eau de tirant d'eau Y_p . Le ressaut s'amorce dans la section 1. En aval immédiat du ressaut dans la section 2, l'écoulement devient fluvial et prend le tirant d'eau Y_2 . Entre la section 2 et la section 3, l'écoulement acquiert de la vitesse du fait de la chute et redevient torrentiel avec passage par le tirant d'eau critique Y_c dans la section 3.

Les conditions hydrauliques sont identiques d'une marche à une autre ; l'écoulement dissipe alors, à chaque marche, une énergie équivalente à une hauteur de marche.

➤ Régime torrentiel

En absence de contre-seuil ou de contre-pente, la vitesse de l'eau reste forte et le ressaut hydraulique est chassé en aval de la marche. Un fort bouillonnement en aval de la zone d'impact de la lame déversante est observé, mais l'écoulement reste torrentiel tout le long du déversoir (Figure 1.3). Sur les déversoirs équipés d'une contre-pente ou d'un contre-seuil, le régime devient torrentiel à partir d'un certain débit.

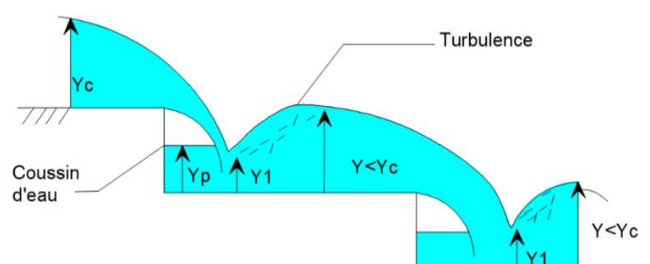


Figure1. 3 : Ecoulement en nappe isolée avec régime constamment torrentiel

1.3.1.1.2 Ecoulements en nappe partielle

Dans l'écoulement en nappe partielle, la lame déversante frappe une partie du giron de la marche inférieure qui produit l'éclatement des jets à chaque marche provoquant un fort bouillonnement. Le régime reste torrentiel tout le long des marches (Figure 1.4).

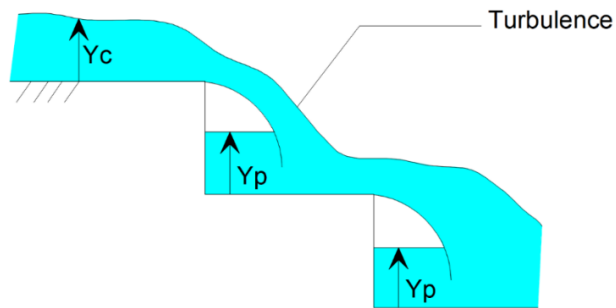


Figure 1.4 : Ecoulement en nappe partielle

1.3.1.1.2 Régime d'écoulement extrêmement turbulent

Il existe un deuxième régime d'écoulement contrairement au régime d'écoulement en nappe où la forme de la nappe épouse approximativement le profil des marches. En régime extrêmement 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. D'après **Stephenson** (1991.), les études d'**Essery** (1978) ont indiqué que dans le cas d'un écoulement extrêmement turbulent, l'eau coule sur la face en escaliers comme un cours d'eau régulier. Les marches d'escaliers représentent une forme de frottement interne provoquant le ralentissement de l'écoulement.

Les bords extrêmes des marches forment ainsi une pseudo-base au-dessous de laquelle se développent des rouleaux de recirculations occupant l'espace creux entre les marches et le courant (Figure 1.5). Ces rouleaux de recirculations sont maintenus par la transmission des contraintes de cisaillement du fluide.

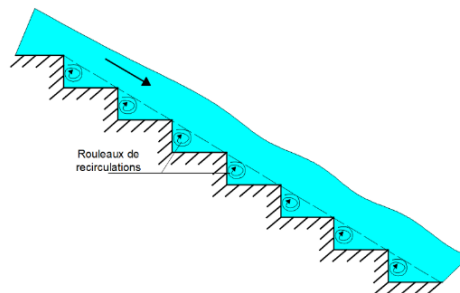


Figure 1.5 : Régime d'écoulement extrêmement turbulent

Habituellement, pour de petites marches et des débits élevés, le régime d'écoulement correspond plutôt à un régime d'écoulement extrêmement turbulent, où l'eau coule comme une lame cohérente et parallèle au fond virtuel, formé par les coins des marches. Contrairement au cas de l'écoulement en nappe, aucune poche d'air n'est présente sous les jets.

Des zones de recirculation se développent dans les niches triangulaires formées par les faces des marches et le fond virtuel, remplissant ainsi les cavités entre l'écoulement principal et les marches (figure 1.6). Une grande partie de l'énergie de l'écoulement est utilisée, et donc dissipée pour entretenir le mouvement dans ces zones de recirculation.

Il y a également formation d'autres tourbillons, mais à une échelle plus petite, qui se génèrent en continu aux coins des marches. La dissipation d'énergie pour ce type d'écoulement a également été étudiée et d'autres formulations, comme par exemple celle de **Chanson** (2001b) ont été établies.

Ce type d'écoulement se décompose en trois zones, à l'instar du développement d'un écoulement diphasique le long d'un canal à forte pente constante (Figure 1.6).

Une première zone qui englobe quelques premières marches du coursier (début du canal), où l'écoulement est uniforme. La chute induite par la pente du coursier accélère l'écoulement et la hauteur d'eau a tendance à diminuer.

La deuxième partie commence au point du début d'entraînement d'air. Il s'agit d'un processus complexe pour lequel les paquets d'eau jaillissant au-dessus de la surface des marches, retombent sous l'influence de la gravité et entraînent de l'air dans l'écoulement, ces bulles d'air sont notamment emprisonnées dans les rouleaux se formant au creux des marches du coursier et l'association de ces bulles d'air à l'eau en mouvement donne naissance à un écoulement diphasique (mélange eau-air).

Cette seconde zone correspond à quelques marches. Dans celle-ci, la hauteur d'eau de la lame coulante augmente progressivement suite à l'aération de plus en plus prononcée. Généralement, une fois que l'écoulement est pleinement aéré, l'eau est qualifiée d'eau blanche.

La troisième et dernière partie concerne le reste du canal où les caractéristiques de l'écoulement sont relativement constantes de section en section (**Boes & Hager, 2003 ; Chanson, 1994b**)

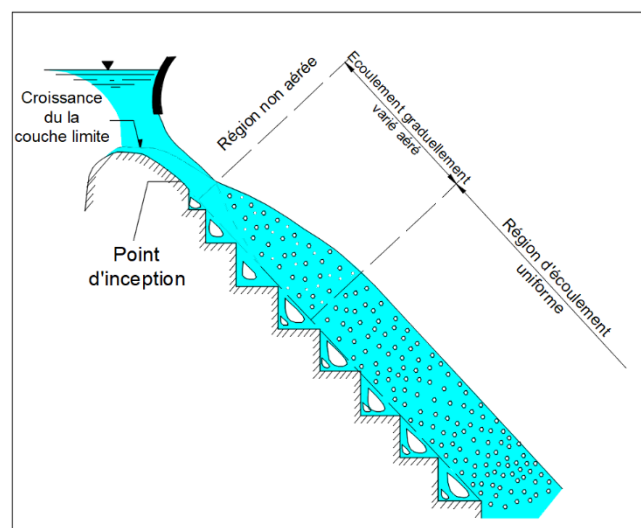


Figure 1.6 : Développement d'un écoulement diphasique le long d'un coursier en marches d'escaliers à forte pente constante (**Chanson, 1994**)

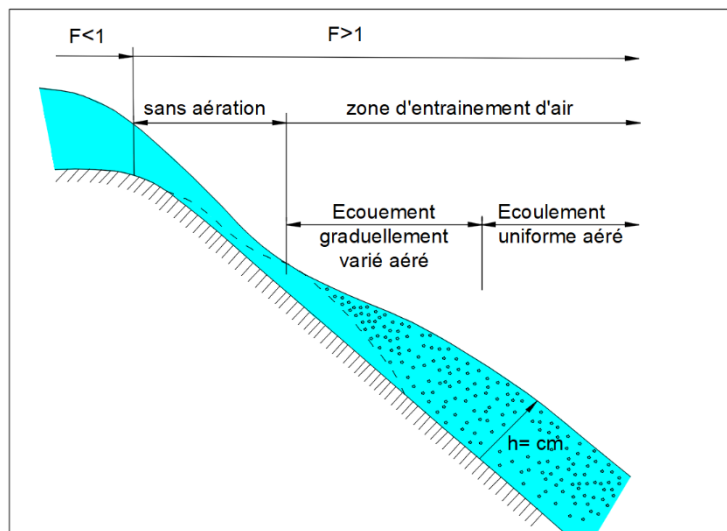


Figure 1.7 : Développement d'un écoulement diphasique le long d'un canal lisse à forte pente constante (*Hager, 2009*)

1.3.1.1.3 Écoulement de transition

Il existe un autre régime d'écoulement dit de transition entre les deux types de régimes précités. En effet, il est possible de définir une zone de séparation entre une limite supérieure pour l'écoulement en nappe et une limite inférieure pour l'écoulement extrêmement turbulent, cette transition de l'écoulement en nappe vers un écoulement en extrêmement turbulent, peut être exprimée par le rapport entre la profondeur critique y_c et la hauteur des marches s (*Yasuda, 1997*), (*Matos, 2001*) pour des pentes de coursier de $25^\circ < \alpha < 50^\circ$.

Dans le régime de transition, la distinction entre les deux types d'écoulement (nappe et extrêmement turbulent) n'est pas possible (*Chafi & Hazzab, 1998*). En effet, ils apparaissent simultanément sur des portions différentes du coursier et peuvent être variables dans l'espace et dans le temps (*Yasuda, 1997*). C'est pourquoi les propriétés de l'écoulement de ce régime de transition ne peuvent pas être déterminées par des développements théoriques (*Chanson, 1996*), confirmé par *Homann* (2000) qui souligne que l'instabilité du régime pourrait être causée par des fluctuations de nature hydrodynamique provoquées par le changement de zones aérées en zones non aérées (*Chanson, 1994*).

C'est pourquoi, afin d'éviter tout endommagement de l'ouvrage hydraulique sous ces charges oscillatoires additionnelles aux efforts de l'écoulement du fluide sur celui-ci, la gamme de régime visée par le débit de dimensionnement sur un coursier en marches d'escalier doit clairement correspondre à un des deux types d'écoulement précités : en nappe ou extrêmement turbulent (*Boes & Hager, 2003*).

1.3.1.2 Limites des différents régimes d'écoulement sur le coursier en marches d'escalier

Plusieurs chercheurs ont proposé des relations empiriques pour déterminer la limite supérieure du régime d'écoulement en nappe (tableau 1-1).

Tableau 1-1 : Formules empiriques proposées par différents chercheurs

Chercheurs	Equation
Yasuda & Ohtsu (1999)	$\frac{s}{y_c} = 1.4 (1.4 - \tan \theta^{-0.26})$
Yasuda & Ohtsu (1999)	$\left(\frac{s}{y_c}\right) = \frac{7}{6} \left(\frac{s}{l}\right)^{1/6}$
Chanson (2001a)	$\frac{y_c}{s} = 0.89 - 0.4 \left(\frac{s}{l}\right)$
Chanson (2001a)	$\left(\frac{y_c}{s}\right) = 1.2 - 0.325 \left(\frac{s}{l}\right)$
Boes & Hager (2001)	$\left(\frac{y_c}{s}\right) = 0.91 - 0.14 \left(\frac{s}{l}\right)$
Chinnarasi (2002)	$\frac{y_c}{s} = 0.98 - (0.55^{s/l})$
Chanson & Toombes (2004)	$\frac{y_c}{s} = 0.9174 - 0.38 \left(\frac{s}{l}\right)$
Chinnarasi & wangwises (2004)	$\left(\frac{y_c}{s}\right) = 0.927 - 0.005\alpha - 0.388 \left(\frac{s}{l}\right)$
Chanson & Toombes (2004)	$\left(\frac{y_c}{s}\right) = \frac{0.9821}{\left(\frac{s}{l} + 0.388\right)^{0.384}}$
Chinnarasi & Wangwises (2004)	$\left(\frac{y_c}{s}\right) = 0.844 + 0.003\alpha \left(\frac{s}{l}\right)^{-153+0.004\alpha}$
Benmamar (2006)	$\left(\frac{y_c}{s}\right) = 0.12 \left(\frac{s}{l}\right)^{1.12}$

Chanson (2001c) a étudié les caractéristiques de l'écoulement de transition et l'entraînement d'air. Ce régime se caractérise par une forte stagnation sur les faces horizontales associée au comportement chaotique de l'écoulement et aux fluctuations de pression. Dans une autre étude de **Chanson** (2001b) a observé une très grande aération.

Remarque importante

Une série d'études (**Peyras et al., 1991**) ; (**Chanson, 1994c**) ; (**Rajaratnam, 1994**), (**Benmamar, 2006**) ; (**Gafsi et al., 2015**), suggère qu'une plus grande dissipation d'énergie est atteinte pour un écoulement en nappe que pour un écoulement extrêmement turbulent. Cependant, il s'agit de résultats expérimentaux qui ne tiennent pas compte des limitations

technologiques pratiques. En effet, les régimes d'écoulement en nappe imposent de concevoir des coursiers avec de grandes marches et des pentes relativement faibles, soit une emprise au sol très importante et par conséquent une augmentation du prix de l'ouvrage (**Chanson, 2001c**). C'est pourquoi, les coursiers en marches d'escalier sont presque toujours dimensionnés pour fonctionner avec des écoulements extrêmement turbulent alors que les régimes d'écoulement de transition et en nappe se développent uniquement pour des débits considérablement inférieurs à celui utilisé pour le dimensionnement d'un coursier (**Matos, 2003**).

1.4 La dissipation d'énergie

Devant la complexité des écoulements sur le coursier en marche d'escalier, des nombreux déversoirs en marche d'escalier ont fait l'objet d'expérimentations (**Rand, 1955b ; Peyras et al., 1991 ; Benmamar, 2006 ; Gafsi et al., 2015**).

Rand (1955b) a étudié l'hydraulique d'une chute d'eau sur une marche bétonnée de h mètres de hauteur ; il a proposé un système d'équations empiriques définissant les différents paramètres. La combinaison des équations (1-1) et (1-2) permet de calculer la perte de charge sur le coursier en escalier :

$$\frac{y_1}{s} = 0.54 \left(\frac{q^2}{gs^3} \right)^{0.425} \quad (1-1)$$

Une formule de perte d'énergie sur les déversoirs en marches d'escaliers et sur la crête du déversoir a été proposée (**Peyras et al., 1991**) :

$$E_0 = n \times s + \frac{3}{2}y \quad (1-2)$$

Sur un déversoir de n marches de s mètres de hauteur chacune ($n.s = H$). L'énergie au pied du déversoir est donnée par :

$$E_1 = y_1 + \frac{v^2}{2g} E_0 - E_1 = n \times s + \frac{3}{2}y - Y_1 + \frac{v^2}{2g} \quad (1-3)$$

$$Q_* = \frac{Q}{\sqrt{2gk^{a/2}}}$$

1.5 Entraînement d'air dans un écoulement à surface libre

Chanson (1999) a étudié l'aération des écoulements à surface libre, et a trouvé que la quantité d'air entraînée est un paramètre important pour le dimensionnement des canaux. L'air augmente le volume de l'écoulement, par diminution de la masse spécifique, et ceci doit être pris en compte pour le calcul de la hauteur des murs latéraux (**Ervine, 1987**), (**Falvey, 1980**).

En outre la présence de bulles d'air dans la couche limite turbulente diminue les contraintes de cisaillement entre les filets de liquide, donc les forces de frottement (**Wood, 1983b**). Il en résulte une augmentation de la quantité de mouvement qui doit être prise en compte pour le calcul des tremples et la tailles des bassins de dissipation, de plus la présence d'air dans les écoulements à hautes vitesses permet de ralentir ou de prévenir les dommages dus à l'érosion par cavitation (**May, 1987**).

Il est nécessaire de connaître la quantité d'air entraînée le long du coursier, pour estimer l'emplacement optimal des dispositifs d'aération, ou déterminer le besoin d'installer, ou non, ces dispositifs d'aération (*Chanson, 1992b*)

1.5.1 Entraînement d'air dans un écoulement en marche d'escalier

Considérant un écoulement sur un coursier d'évacuateur de crues, à l'amont, une couche limite turbulente se développe au long du coursier, et elle atteint la surface libre en point appelé « point d'inception » marquant le début de la zone d'écoulement aéré (Figure 1.8). La position de ce point se déduit en utilisant les abaques de *Keller (1977)*, (*Falvey, 1980*), (*Wood, 1985*). En aval du point d'inception, l'accroissement de la quantité d'air entraînée est graduel et continu. Les profils de concentrations en air et de vitesses se redistribuent lentement (région d'écoulement graduellement varié aérée), et tendent vers des profils d'équilibre dans la région d'écoulement uniforme aérée, loin en aval (*Wood, 1983b*).

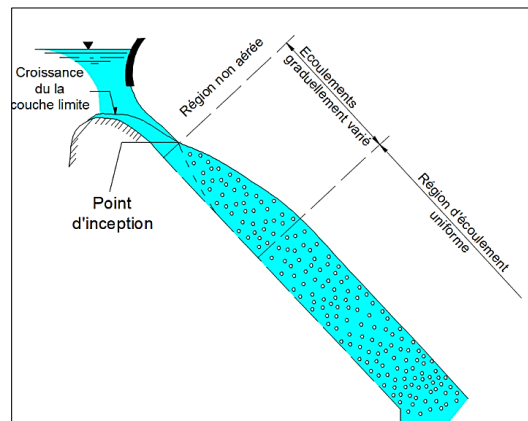


Figure 1. 8 : Entraînement d'air sur un coursier lisse

1.5.2 Point d'inception

Le Point d'inception (point de début de l'entraînement d'air) est le lieu où la couche limite rencontre la surface libre en aval du déversoir produisant un entraînement d'air significatif. La position du point d'inception dépend du débit d'écoulement, de la pente, de la géométrie des marches ainsi que de la rugosité de la paroi. La connaissance de la localisation du point d'inception est un élément très important pour prévoir la dissipation d'énergie, ce qui en fait un élément clé pour la conception du bassin de dissipation d'énergie.

1.5.3 Mécanisme d'entraînement d'air

Les écoulements dans les canaux découverts sont caractérisés par une surface libre. En raison de la condition cinématique, la vitesse à l'interface eau-air est identique. Cependant, une différence considérable des vitesses à l'interface provoque un échange d'énergie. Plus particulièrement, des gouttes d'eau sont projetées dans l'air et des bulles d'air peuvent être emprisonnées par l'eau. Par conséquent, un mélange d'eau et d'air apparaît suite à cette aération superficielle de l'écoulement (*Hager & Schleiss, 2009*). "Principalement sous l'effet de la

poussée d'Archimède, les bulles d'air emprisonnées dans l'eau montent et s'échappent à la surface de l'eau" (**Hager & Schleiss, 2009**).

Ce phénomène d'entraînement d'air a fait l'objet de nombreuses études en vue de qualifier et de quantifier la distribution et la concentration en air, la position du point de début d'entraînement d'air, la distance nécessaire pour atteindre l'écoulement uniforme.

1.5.4 Définition de la concentration en air

La concentration en air locale, C , est définie comme le volume d'air par unité de volume. **Chanson**, (1992a) a défini la profondeur de référence d comme :

$$d = \int_{C=0}^{C=90\%} (1 - C) \times dy \quad (1-4)$$

Où, y est mesuré perpendiculairement à la surface du canal. On définit une autre profondeur de référence Y_{90} comme celle où $C = 90\%$. La concentration en air moyenne C_{mean} , dans une section transversale à l'écoulement, est définie comme :

$$(1 - C_{mean}) \times Y_{90} = d \quad (1-5)$$

La vitesse moyenne V_w de l'écoulement, dans une section, est :

$$V_w = \frac{q_w}{d} \quad (1-6)$$

Et une autre vitesse de référence (V_{90}) est définie comme celle pour $y = Y_{90}$

1.5.5 Remarques générales

Soixante-deux ans (2020) après les études marquantes de **Straub and Anderson** (1958), il y a toujours un manque de formulation incontestée du point d'inception (**Meireles et al., 2012**), ainsi les relations empiriques proposées pour chaque type d'écoulements restent comme la meilleure alternative. Le principal handicap des estimations empiriques repose sur les effets d'échelle affectant les modèles et que chaque type d'écoulements nécessite une expérience nouvelle et différente. La disparité sur la définition de ce point d'inception, peut également générer des écarts pour des modèles similaires provenant de différentes études.

1.6 Rappels sur quelques les formules empiriques

1.6.1 Formule proposée par Wood en 1983

La méthode formulée par **Wood** (1983a), porte sur l'hypothèse que l'auto-aération se produit là où la croissance de la couche limite atteint la surface libre. Ainsi, la question de la définition d'une équation pour la croissance de la couche limite (δ) est une question clé pour laquelle **Wood et al.**, (1983) ont proposé l'expression suivante :

$$\frac{\delta}{x} = 0.0212 \left(\frac{x}{H_s} \right)^{0.11} \left(\frac{x}{k_s} \right)^{-0.10} \quad (1-7)$$

Avec, H_s : hauteur de chute à une distance x et k_s : rugosité du déversoir.

La méthode de **Wood et al.** (1983) est basée sur une analyse de régression multiple des développements théoriques de **Keller et al.** (1977) couvrant une gamme de pentes, de débits et de rugosités. Lorsque le profil de surface libre est connu ($\bar{h}$), le critère d'aération peut être défini par la condition suivante : $\bar{h} = \delta$.

Wood et al. (1991) ont proposé de calculer le profil de la surface libre en le décomposant en couches limites et en composantes de débit d'écoulement :

$$h = \delta + \frac{q - q_\delta}{U_{fs}} \quad (1-8)$$

Avec, q : débit spécifique ; U_{fs} : vitesse de l'écoulement à la surface libre et q_δ : débit d'écoulement en couche limite, qui peut être calculé par :

$$q_\delta = \frac{n}{n+1} \delta \sqrt{2gH_s} \quad (1-9)$$

Avec, g : l'accélération de la pesanteur, n : l'exposant de la loi de puissance du profil de vitesse. Il est généralement plus pratique de calculer directement la distance jusqu'au point d'inception (L_i), ce qui peut être fait en suivant **Wood** (1983) :

$$\frac{L_i}{k_s} = 13.6 \sin(\theta)^{0.0796} (F_*)^{0.713} \quad (1-10)$$

Où, θ : pente du déversoir, F_* : nombre de Froude en termes de rugosité, défini par :

$$F_* = \frac{q}{\sqrt{g \sin(\theta) k_s^3}} \quad (1-11)$$

La profondeur d'écoulement au point d'inception (h_i), peut être calculée comme suit (**Wood et al., 1983**) :

$$\frac{\bar{h}_i}{k_s} = \frac{0.223}{\sin(\theta)^{0.04}} (F_*)^{0.643} \quad (1-12)$$

Selon **Wood et al.** (1983a), le premier point d'inception peut se produire en amont en tant que limite instantanée de l'épaisseur de la couche limite représentant un profil irrégulier. Selon **les auteurs**, l'équation (1-10) donne une erreur standard autour de $\pm 3\%$ pour les données de laboratoire et de terrain sur déversoirs. **Hunt et al.** (2010a) ont constaté que la méthode de **Wood et al.** (1983) fournit des estimations raisonnables pour des canaux en marches d'escaliers avec une incertitude de $\pm 20\%$, malgré que initialement la formule était pour les déversoirs lisses. **Hunt et al.** (2012) ont suggéré que les différences peuvent être expliquées par les différences conditions (barrage à crête large dans leur étude). La Découverte de **Hunt et al.** (2014) est également cohérente avec la relation empirique de **Chanson** (1994) pour les déversoirs, basés sur les travaux de **Wood** (1983a).

1.6.2 Formule de Chanson(1994)

Chanson (1994) a analysé les données de prototypes d'évacuateur de crues et, en suivant la forme d'équation de **Wood** (1983a), il a proposé l'expression suivante :

$$\frac{L_i}{k_v} = 9.8 \sin(\theta)^{0.080} (F_{*,v})^{0.71} \quad (1-13)$$

Avec, k_v : profondeur de la cavité, définie par : $k_v = s \cos(\theta)$ et s : hauteur de la marche. Notons que le nombre de Froude en fonction de rugosité et aussi changée puisque k_v est introduit dans l'équation de F_* (1-14) qui peut définir autrement comme :

$$F_{*,v} = \frac{q}{g \sin(\theta) k_v^3} \quad (1-14)$$

Où, k_s a simplement été remplacé par k_v , comme il est communément fait dans la littérature. Pour la profondeur d'écoulement au point d'inception, (**Chanson, 1994**) a proposé :

$$\frac{\bar{h}_l}{k_v} = \frac{0.4}{\sin(\theta)^{0.04}} (F_{*,v})^{0.64} \quad (1-15)$$

Le critère de Chanson(1994) a été déduit à l'aide de données de prototype et de modèle avec des pentes de déversoir comprises entre 27° et 52° (**Chanson, 1994**).

1.6.3 La formule de Chanson (1994)

Chanson (1994) a proposé une expression similaire à l'équation de **Wood et al.** (1983) pour les pentes $20^\circ < \theta < 55^\circ$:

$$\frac{L_i}{k_v} = 9.719 \sin(\theta)^{0.0796} (F_{*,v})^{0.713} \quad (1-16)$$

Où, L_i : La distance entre la crête et le point d'inception ; k_v : $s \cos(\theta)$; s : Hauteur de la marche ; θ : La pente du canal ; F_* : Nombre de Froude et q : Débit d'écoulement

Et pour la profondeur d'écoulement au point d'inception :

$$\frac{\bar{h}_l}{k_v} = \frac{0.4034}{\sin(\theta)^{0.04}} (F_*)^{0.592} \quad (1-17)$$

$\bar{h}_l$: La profondeur d'écoulement au point d'inception ; k_v : $s \cos(\theta)$; F_* : Nombre de Froude et θ : La pente du canal.

1.6.4 Formule de Boes et Hager (2003)

Boes et Hager (2003) ont étudié la position du point d'inception sur des canaux en ME pour trois pentes de 30°, 40° et 50° et trois différentes hauteurs de marche ($s = 23.1, 46.2$ et 92.4 mm) et la condition d'entrée correspondait à un réservoir à jet (entrée sous pression). Dans leurs expériences, l'emplacement du point d'inception a été défini mathématiquement comme la première section où la concentration d'air du fond atteint 1%. Ils ont aussi trouvé que ce critère s'accorde bien avec les observations visuelles du point d'inception à la surface libre.

Boes & Hager (2003) ont proposé une relation empirique pour la détermination de l'emplacement du point d'inception, après l'analyse des données obtenues au laboratoire sur un

prototype de déversoirs en escalier à grande échelle. L'équation proposée peut être écrite comme suit :

$$L_i = \frac{5.9h_c^{6/5}}{\sin(\theta)^{7/5} s^{1/5}} \quad (1-18)$$

Avec, h_c : profondeur critique, qui peut être calculée avec $\sqrt[3]{\frac{q^2}{g}}$ (**Chanson, 2004**).

En remplaçant h_c dans l'équation (1-16), une relation sous la forme d'études antérieures peut être obtenue.

$$\frac{L_i}{k_v} = \frac{5.90(F_{*,v})^{0.8} \cos(\theta)^{0.2}}{\sin(\theta)} \quad (1-19)$$

L'équation proposée par **Boes et Hager** (2003) reste valable pour les pentes allant de 26 ° à 75° et fournit une prédiction semblable à l'expression de **Chanson** (2004) et par conséquent, à celle proposée par **Chanson** (2002).

1.6.5 Formule de Bung (2011b)

Bung (2011) a signalé une large gamme de propriétés d'écoulement air-eau pour les déversoirs en escalier dans les deux zones non uniforme et uniforme. Le point d'inception a été défini comme la première section où la concentration moyenne de l'air a atteint une valeur de $C_m = 20 \%$. Pour l'estimation de l'emplacement du point d'inception, l'équation suivante a été proposée :

$$\frac{L_i}{k_v} = 5.24_{*,v} - 3.72 \quad (1-20)$$

Et pour la profondeur d'écoulement au point d'inception :

$$\frac{\bar{h}_i}{k_v} = 0.085F_{*,v} - 0.338 \quad (1-21)$$

Ces expressions ont été adaptées aux données obtenues sur des déversoirs en escalier avec des pentes de 1V :3H et 1V :2H et deux hauteurs de marche ($s = 30$ et 60 mm). Le nombre de Froude en termes de rugosité variait de 2 à 13.

1.6.6 Formule d'Amador et al. (2009)

Amador et al. (2009) ont étudié le développement de la couche limite sur un déversoir en marches d'escaliers (1V : pente 0.8H, hauteur des marches $s = 50$ mm), fournissant une expression pour l'emplacement du point d'inception comme l'intersection de la couche limite avec la surface libre. **Amador et al.** (2009) ont proposé :

$$\frac{L_i}{k_v} = 5.982(F_{*,v})^{0.840} \quad (1-22)$$

Et pour la profondeur de l'eau :

$$\frac{h_i}{k_v} = 0.385(F_{*,v})^{0.580} \quad (1-23)$$

1.6.7 La formule de Meireles et al. (2012)

L'étude empirique faite par **Meireles et al.** (2012) concerne la zone non aérée dans un déversoir en marches d'escaliers dont la caractéristique principale est : la pente 1V : 0.75 H. Dans cette étude, trois hauteurs de marches d'escaliers ont été étudiées : 20 mm, 40 mm et 80 mm. Les résultats ont montré que l'eau blanche est observée au-dessus des bords des marches et aussi aux parois latérales et sur toute la largeur du canal et ceci est dû à l'entraînement d'air.

Meireles et al., (2012) ont proposé pour la longueur d'eau claire l'expression empirique suivante:

$$\frac{L_i}{k_v} = 6.75(F_{*,V})^{0.76} \quad (1-24)$$

et pour la profondeur au point d'inception :

$$\frac{\bar{h}_i}{k_v} = 0.35(F_{*,V})^{0.59} \quad (1-25)$$

1.6.8 La formule de Hunt & Kadavy (2012)

Dans leur étude **Hunt & Kadavy** (2012) ont proposé deux relations pour les déversoirs en marches escaliers plats à légèrement inclinés, ($\theta \leq 26^\circ$), ($0.1 < F_* \leq 28$) :

$$\frac{L_i}{k_v} = 5.19(F_{*,V})^{0.89} \quad (1-26)$$

Et une expression similaire pour la gamme de Froude en termes de rugosité :

$$(28 < F_{*,V} \leq 10^5) : \frac{L_i}{k_v} = 7.48(F_{*,V})^{0.78} \quad (1-27)$$

Les hauteurs de marches considérées sont $s = 19$ et 40mm , et l'entrée du déversoir est consistée d'une crête de seuil épaisse. Dans les travaux de **Hunt et al.** (2012), le point d'inception a été observé et enregistré photographiquement. Plus spécifiquement, l'emplacement du point d'inception a été déterminé comme étant le point où l'eau blanche est apparue pour la première fois sur toute la largeur de la surface libre.

1.6.9 Formule de Felder et Chanson (2013)

Dans cette étude, le point d'inception a été localisé. Des expériences ont été menées sur deux modèles différents de déversoir en escalier à grande échelle équipés de marches plates et de murettes inclinées d'une pente de $\theta_1 = 26.6^\circ$ et $\theta_2 = 8.9^\circ$ respectivement. La hauteur des marches est $h = 10$ et 5 cm respectivement. La pente du prototype est $\theta = 26.6^\circ$ et la largeur du canal est $W = 1\text{ m}$. Un écoulement lisse a été créé à partir d'un bassin d'entrée en amont. Le débit a été contrôlé et calibré par un seuil épais (**Felder & Chanson, 2012**). Toutes les données étaient en bon accord et bien corrélées par certaines équations empiriques pour les chutes à marche plat :

$$\frac{L_i}{k_s} = 9.719 \times \sin(\theta_1)^{0.0796} \times F_*^{0.713} \quad 27^\circ \leq \theta_1 \leq 53^\circ \quad (1-28)$$

$$\frac{L_i}{k_s} = 1.05 + 5.11 \times F^* \theta = 21.8^\circ; \quad 0.45 \leq y_o/s \leq 1.6 \quad (1-29)$$

Et pour les marches avec murettes :

$$\frac{L_i}{k_s} = 9.7 \times (\sin \theta_2)^{0.23} \times F^{*0.85} \theta_2 = 8.9^\circ; \text{ et } 14.6^\circ, 0.5 \leq y_c/s \leq 3.6 \quad (1-30)$$

Où, L_i : distance de la première marche au point d'inception ; et F^* : nombre de Froude exprimé en fonction de la rugosité :

$$F^* = \frac{q_w}{\sqrt{g \times \sin \theta \times k_s^3}} \quad (1-31)$$

avec, q_w : débit unitaire ; g : accélération de pesanteur et k_s : hauteur normale de la cavité de marche à l'écoulement. $K_s = h \times \cos \theta$ pour les marches plat et $k_s = (h+w) \cos \theta$ pour les marches avec murettes.

1.6.10 La formule de Chanson et al. (2015)

Dans la nouvelle monographie d'IAHR (2015), un chapitre a été consacré à la réanalyse des données expérimentales sur les déversoirs en marches d'escaliers. Dans ce chapitre, **Chanson et al.**, (2016b) ont proposé une relation empirique semblable à celle de **Chanson et al.**, (1995a) :

$$\frac{L_i}{k_v} = 9.8719 \sin(\theta)^{0.0796} (F_{*,V})^{0.713} \quad (1-32)$$

Et pour la profondeur de l'écoulement au point d'inception :

$$\frac{\bar{h}_i}{k_v} = \frac{0.4034}{\sin(\theta)^{0.04}} (F_{*,V})^{0.592} \quad (1-33)$$

1.7 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté un état de l'art sur les écoulements dans les canaux en marches d'escaliers, y compris les régimes d'écoulement et ses caractéristiques, les avantages de l'utilisation de déversoir en marche d'escalier en termes de dissipation d'énergie ainsi que l'entraînement d'air. Une explication des formules empiriques de plusieurs chercheurs pour calculer la position du point d'inception a été présentée.

2. MODELISATION MATHEMATIQUE ET NUMERIQUE DES ECOULEMENTS SUR LES COURSIERS EN MARCHE D'ESCALIERS

2.1 Introduction Etat de l'art

La modélisation numérique a attiré plus d'attention grâce à sa grande flexibilité dans l'étude de problèmes hydrauliques complexes. Cependant, une modélisation physique nécessite de grandes installations et une instrumentation coûteuse. Les études numériques sur les ouvrages hydrauliques ont bénéficié des expériences effectuées dans le domaine de l'aéronautique et de l'informatique. L'étude numérique des écoulements dans les structures hydrauliques présente des caractéristiques particulières par rapport à d'autres disciplines utilisant le CFD où les échelles varient du millimètre au kilomètre et la turbulence est souvent un facteur favorable (*Blocken & Gualtieri, 2012*).

2.2 Études numériques des écoulements sur les coursiers en marche d'escaliers

Dans les écoulements monophasiques, les plus petites échelles sont impliquées dans le cisaillement des écoulements imposant une contrainte sur la résolution de cellule nécessaire pour la simulation des grandes structures de la turbulence (DNS) et limitant, parfois, la validité des simulations grand Eddy (LES). La reproduction de ces structures d'écoulements est généralement impossible. Selon les enquêtes de la NASA (*Slotnick et al., 2014*), la solution d'ingénierie généralement préférée par une grande partie des modélisateurs, est celle qui a propagé l'utilisation de l'équation de Reynolds en moyenne de Navier-Stokes (RANS). Par conséquent, l'effet des plus petits tourbillons, générés dans les zones de cisaillement, n'est pas nécessairement capté dans les simulations, mais c'est l'entrée des modèles semi-empirique plus connu sous le nom de modèle de turbulence.

Plusieurs exemples d'applications des modèles de turbulences ont été cités dans la littérature tenant en considération leurs forces et leurs limites. Parmi les travaux les plus remarquables on peut trouver les modèles de turbulence à deux équations de transport : le modèle $k-\epsilon$ de *Launder et al.* (1974), le modèle RNG $k-\epsilon$ de *Yakhot et al.* (1992), le modèle $k-\omega$ de Wilcox et le modèle de transport sous contrainte de cisaillement de *Menter* (1994).

2.3 La simulation des grandes structures de la turbulence

La simulation des grandes structures de la turbulence (DNS) s'est avérée utile en se basant sur la recherche des meilleurs modèles de turbulence et d'une meilleure paramétrisation des écoulements, étant capable de compléter la recherche expérimentale depuis le début des années 1970 (*Moin & Mahesh, 1998*).

DNS est souvent appelé une simulation instable dans laquelle toutes les échelles de longueur et de temps du continuum sont entièrement résolues (*Prosperetti & Tryggvason, 2009*). En plus de résoudre complètement les spectres de turbulence (jusqu'à l'échelle de Kolmogorov), un

DNS qui vise à reproduire l'entraînement d'air peut être délimité par les bulles ; bien qu'elles soient nettement supérieures aux petites échelles de turbulence.

DNS reproduit généralement des géométries extrêmement simples (par exemple des écoulements délimités par une paroi ou un groupe de quelques gouttelettes ou bulles). Mais, néanmoins, permet des solutions extrêmement précises. De nombreuses questions à traiter ne seront probablement pas expliquées au moyen d'une modélisation expérimentale en raison de des limitations pratiques, comme par exemple l'impossibilité d'accéder au champ d'écoulement entre les bulles. Par conséquent, Le DNS devient un outil de plus haut intérêt.

Des travaux expérimentaux sur les déversoirs en escaliers ont montré que la croissance de la concentration de l'air induit une réduction de la trainée (**Chanson, 1994a ; Wood, 1983**). Les travaux sur le DNS (Simulation Numérique Directe) ont montré que la déformabilité de bulles est d'une grande importance pour ce phénomène (**Lu et al., 2005**). La présence de bulles d'air dans la couche tampon provoque la réduction de la trainée et par conséquence la suppression des tourbillons. Cependant, pour l'analyse numérique, dans le cas des bulles moins déformable, la trainée augmente en interagissant avec la sous couche visqueuse. Des bulles faiblement déformables ont été obtenues numériquement en utilisant une valeur de tension superficielle qui n'avait aucun sens physique (**Lu et al., 2005**).

Des bulles moins déformables ont été obtenues numériquement en utilisant une valeur de tension superficielle non physique (**Lu et al., 2006**). Récemment Mortazavi et al., (2016) ont présenté le premier DNS d'un ressaut hydraulique à faible nombre de Froude et faible nombre de Reynolds. ($F = 2$ et $R = 11000$) sans aucune couche limite prise en compte dans l'écoulement d'entrée. Leur étude a permis de mieux comprendre les processus de transfert d'énergie, et ainsi de mieux comprendre les propriétés de dissipation d'énergie du ressaut.

De plus, **Mortazavi et al.**, (2016) ont observé un lien étroit entre le processus de perte de tourbillons et le mécanisme d'entraînement de l'air, aboutissant à un phénomène quasi périodique avec une fréquence distincte. Cela met en évidence la pertinence des études expérimentales axées sur les fréquences de ressaut hydrauliques (**Chen et al., 2013**). (**Wang & Chanson, 2015**) et (**Montano et al., 2018**).

L'étude de **Mortazavi et al.**, (2016) a donné un aperçu pour comprendre l'effet de l'échelle qui affecte l'entraînement d'air, en modélisant le même ressaut hydraulique avec les mêmes paramètres de débit, à l'exception du nombre de Reynolds ($R_e = 5000$ et 11000). Malgré cette gamme limitée de nombres de Reynolds, ce type d'information pourrait être inestimable pour l'étude des effets d'échelle.

2.4 Simulation des grandes structures de la turbulence

La Simulation des grandes structures de la turbulence (LES) représente une approche intermédiaire entre DNS et RANS, permettant ainsi une grande clairvoyance des problèmes avec des échelles caractéristiques plus grandes. Dans le cas de LES, diverses études hydrauliques ont été menées (**Rodi et al., 2013**).

En termes de recherche de l'écoulement eau-air, les principaux efforts ont été réalisés dans les applications côtières. **Christensen et al.** (2001) ont simulé des vagues déferlantes en utilisant une approche LES (**Lubin et al., 2010**). LES a été utilisé en premier lieu pour étudier en

profondeur l'entraînement d'air se produisant dans des vagues déferlantes. **Bung** (2011b) a comparé les LES et RANS à des données expérimentales d'ondes déferlantes, trouvant ainsi un meilleur accord pour l'approche de LES.

2.5 L'approche RANS

La modélisation RANS correspond à une philosophie différente de celle de l'approche discutée précédemment. L'approche RANS permet une simulation de domaines plus grands avec des tailles de cellules qui ne pourraient résoudre que la structure d'écoulement.

De même, un modèle de turbulence dans les simulations RANS, un sous maillage (sub grid) du modèle d'entraînement d'air peut être utilisé pour surmonter certaines déficiences dans la prédiction l'écoulement air-eau. Toutefois, si la structure d'une couche limite est bien connue, la structure d'un écoulement uniformément aéré (représentant l'exemple équivalent d'un simple écoulement air-eau) est toujours en discussion. Une compréhension plus approfondie et une meilleure description des flux air-eau sont encore nécessaires pour permettre une modélisation précise. En outre, lors de l'étalonnage ou de l'utilisation d'un modèle d'entraînement de l'air sous la grille, une analyse appropriée de la sensibilité de la grille constitue un problème crucial (**Castro & Carrica, 2013 ; Valero & García-Bartual, 2016**).

Les sorties de ces modèles dépendent ; généralement de façon non linéaire ; des quantités de turbulence, qui présentent une convergence plus lente que les profondeurs ou les vitesses, car elles sont connectées aux gradients de vitesse.

Il serait préférable de procéder à une analyse de sensibilité du maillage (**Celik et al. 2008**), selon les recommandations de la société américaine d'ingénieurs en mécanique (ASME), ce qui permettrait de calculer l'incertitude numérique sur la variable étudiée.

Des simulations de l'écoulement sur les déversoirs ont été effectuées depuis les études de **Caisley et al.**, (1999) et de **Savage & Jognson** (2001). Dans ce type d'écoulement la région non aérée peut être prédite assez bien, **Bombardelli et al.** (2011), **Savage & Johnson**, (2001), **Toro et al.** (2017), **Valero Huerta et al.** (2016) et **Valero et al.** (2018), ont analysé les distributions de la vitesse résultant de la modélisation RANS sur des déversoirs lisses et en marches d'escalier dans la région non aérée et ils ont comparés à des données expérimentales. Une étude RANS a été réalisée pour la détermination du point d'inception dans un déversoir en marches d'escaliers pour la première fois par **Bombardelli et al.** (2011). En utilisant un modèle RANS 2D présenté par **Hirt (2003)**, **Souders & Hirt** (2004), ont trouvé un bon accord avec les observations de la modélisation physique. **Valero et al.** (2016) ont calibré le modèle d'entraînement d'air de **Hirt** (2003) avec plus de 200 simulations sur des déversoirs lisses. Ils ont également trouvé un bon accord pour le profil de la concentration d'air. La validation a été réalisée en réduisant la pente du canal et obtenir ainsi un accord raisonnable sur la tendance moyenne de la concentration d'air. **Valero et al.** (2015) ont étendu l'étude de **Bombardelli et al.** (2011) en 3D, soulignant que la grande rugosité de la surface libre (probablement liée aux structures d'écoulement dans la cavité) était bien reproduite en plus de l'emplacement du point d'inception. Cependant, **Valero et al.** (2015) ont constaté que les concentrations d'air résultantes étaient irréalistes.

Des modèles à l'échelle de sous-maillage (sub-grid), ont été utilisés pour reproduire l'aération dans d'autres types d'écoulement air-eau. **Ma et al.** (2010) ont étudié l'aération dans un jet plongeant, en utilisant leur modèle de sous-maillage d'entraînement de l'air (**Carrica et al., 1999 ; Moraga et al., 2008 ; Ma et al., 2011**) pour la simulation de l'écoulement air-eau, se produisant dans les vagues et les sillons aux alentours des navires. On trouve différentes approches, pour prédire l'effet de la phase dispersée dans la phase de support dans **Ishii et al. (2010)**.

2.6 Autres approches numériques

Les méthodes sans maillage représentent une approche, différente de celles utilisées dans toutes les études susmentionnées. Pour ce type de méthodes, la surface libre devient un résultat naturel et aucune autres méthodes supplémentaires : comme par exemple le VOF- n'es nécessaires pour la déterminer. Deux méthodes particulières peuvent être mentionnées : l'hydrodynamique des particules lissées (SPH) et la méthode de Lattice-Boltzmann (LBM). La méthode SPH est entièrement lagrangienne et elle est sous-tendue par les contributions originales de **Gingold et al., (1977)** et de **Monaghan (1994)**.

La méthode SPH a connu une large utilisation comparativement aux autres méthodes sans maillage. Une description détaillée de la méthode SPH est donnée dans le livre spécialisé de **Violeau et al. (2012)**. Certaines études récentes utilisant la méthode SPH incluent la modélisation du déversoir en escalier (**Wan et al., 2017 ; Azimi et al. 2018**), les modèles de ressaut hydrauliques (**De Padova et al., 2017 ; Lopez et al., 2010**). Un état de l'art récent peut être trouvée dans **Violeau et al. (2016)**.

LBM s'appuie sur l'équation de réseau-Boltzmann et certaines interactions de particules définies. On trouvera des détails de cette méthode dans **Aidun et al. (2010)** et dans **Chen et al., (1998)**. Un aspect intéressant des méthodes sans maillage est la facilité de la parallélisation due à la nature explicite de la plupart des méthodes, ce qui permet d'utiliser des unités de traitement graphique pour accélérer les calculs.

La méthode des éléments finis par particules (PFEM) tente de combiner l'adéquation naturelle des méthodes sans maillage pour les écoulements à surface libre avec la méthode des éléments finis, qui nécessite cependant toujours un maillage. Avec la méthode PFEM (**Idelsohn et al., 2004**), les particules ou les nœuds sont déplacés mais à l'intérieur d'un maillage et est utilisé pour discrétiser les équations de l'écoulement. Ces nœuds peuvent cependant se séparer d'écoulement principal, représentant ainsi des gouttelettes.

2.6.1 Le modèle k- ω SST

Le modèle $k-\omega$ SST a été mis au point par **Menter et al. (2003)** pour associer efficacement la formulation du modèle $k-\omega$ au région proche de la paroi et le modèle $k-\varepsilon$ pour le flux libre loin de la paroi. Les équations de transport de k et ω sont les suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m k) + \nabla \cdot (\rho_m u_m k) = \nabla \cdot [(\mu_{l,m} + \sigma_k \mu_{tm}) \nabla k] + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho_m \omega k \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \omega) + \nabla \cdot (\rho_m u_m \omega) = \nabla \cdot [(\mu_{l,m} + \sigma_\omega \mu_{t,m}) \nabla \omega] + \frac{\gamma}{\vartheta_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho_m \omega^2 \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-2)$$

Où, la viscosité turbulente du mélange est calculée comme suite :

$$\mu_{t,m} = \rho_m \frac{\alpha_1^k}{\max(\alpha_1 \omega, \Omega F_2)}$$

Deux séries de paramètres de modèle sont impliquées dans la formulation. Le modèle SST $k-\omega$ est appliqué dans les parties intérieures de la couche limite, à l'aide des paramètres :

$$\sigma_{k1} = 0.85 \sigma_{w1} k^2 / \sqrt{\beta^*}.$$

La formulation SST bascule vers un comportement $k-\varepsilon$ dans l'écoulement à surface libre, en utilisant des paramètres : $\sigma_{k2} = 1.0$, $\sigma_{\omega2} = 0.856$, $\beta_2 = 0.0828$, $\beta^* = 0.09$, $\kappa = 0.41$, $\gamma_2 = \beta_2 \beta^* - \sigma_{\omega2} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}$

Il est à noter que le modèle SST $k-\omega$ produit un peu trop de turbulence dans les régions à forte contrainte normale, comme les régions de stagnation et les régions à forte accélération.

2.6.2 Le modèle k-ε Standard

Le modèle k-ε Standard a été largement utilisé dans ce type d'applications (*Shih et al., 1995*). Sa formulation est décrite par les équations (2-3) et (2-4).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \mu_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \mu_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + C_{3\varepsilon} P_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (2-4)$$

Où, k : énergie cinétique de turbulence, ε : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, t : le temps, ρ , la masse volumique du fluide, x_i : coordonnée sur l'axe i , μ : viscosité dynamique, μ_t : viscosité dynamique turbulente, P_k : production d'énergie cinétique turbulente, P_b : effet de flottabilité, Y_M , effet de dilatation, et S_k et S_ε , module du tenseur de vitesse moyenne. Le reste des termes (C_μ , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$, σ_k et σ_ε) sont des paramètres de modèle qui, dans le modèle k-ε Standard, valent 0.09, 1.44, 1.92, -0.33, 1.0 et 1.3 respectivement.

2.6.3 Le Modèle k-ε RNG

Le modèle k-ε RNG a été développé par le groupe de renormalisation (*Yakhot & Smith, 1992*). Il est basé sur une technique mathématique appelée renormalisation (d'où l'acronyme RNG : Re-Normalisation Group). Cette variante se caractérise en pratique, dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente, ε , par un coefficient $C_{\varepsilon2}$ dépendant de k/ε , donc variable. Ceci permet d'amortir la turbulence dans les régions à fort taux de déformation (turbulence surévaluée par le modèle standard). La qualité des résultats est améliorée pour l'écoulement en aval d'une marche, les zones de décollement- recollement et les écoulements tourbillonnaires.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \mu_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (2-5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2-6)$$

Où, ρ : masse volumique du fluide, u_i : composantes de la vitesse moyenne de Reynolds dans la direction x_i ; t : temps, g : l'accélération de la pesanteur, μ : viscosité dynamique et μ_t : viscosité turbulente définie par :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-7)$$

k : énergie cinétique turbulente, ε : taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, C_μ : constante déterminée expérimentalement égale à 0.0845, $C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$ sont des constantes $C_{1\varepsilon} = 1.42$ et $C_{2\varepsilon} = 1.68$ respectivement et G_k : production d'énergie cinétique turbulente donnée par :

$$G_K = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2-8)$$

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre qui décrit la modélisation numérique des écoulements sur les coursiers en marche d'escaliers, nous avons présenté brièvement une description de la modélisation numérique qui est un outil a un grand intérêt pour résoudre les problèmes hydrauliques complexes en réduisant l'espace et le cout par rapport aux installations expérimentales.

A côté de l'approche intermédiaire (LES) entre DNS et RANS, autres approches sur les performances des différents modèles de turbulence $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ ont été expliquées ainsi que la description de la simulation des grandes structures de turbulence et la description de l'explication des méthodes sans maillages. Ces dernières représentent une approche différente de l'approche CFD, comme la surface libre qui devient un résultat naturel où aucune méthode supplémentaire pour déterminer la surface d'eau.

3. MISE EN ŒUVRE DU MODELE DU DEVERSOIR EN MARCHES D'ESCALIERS EN CFD

3.1 Introduction

La modélisation numérique des écoulements dans les canaux en marches d'escalier est développée à partir de l'utilisation d'un code de calcul Fluent®. Un modèle moyenné de turbulence à deux équations de transport (exemple : type $k-\varepsilon$ RNG et SST $k-\omega$) peut également être employé et renforcera ainsi les potentialités du modèle face aux écoulements complexes existant dans les canaux en marches d'escalier.

3.2 Etat de l'art sur les modèles de turbulence

Le travail, présenté ici, traite de l'analyse numérique. Cette analyse est effectuée sur les déversoirs en marches d'escaliers comme c'est illustré dans la Figure 3.1. De manière cohérente, l'examen de l'état de la technique sur le sujet est également effectué séparément.

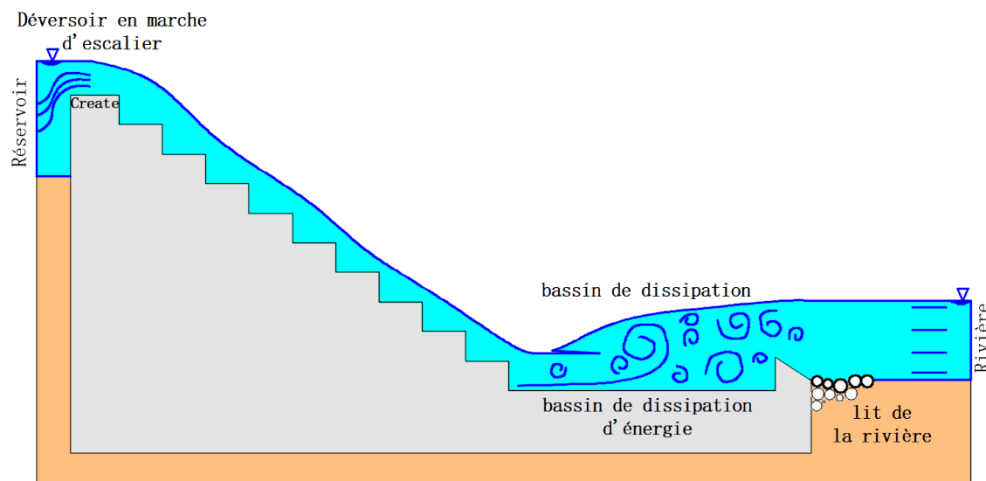


Figure 3.1 : Schéma général de déversoir et bassin de dissipation d'énergie

Comme signalé dans la Chapitre 1, les processus de dissipation d'énergie dans les bassins de dissipation sont fortement conditionnés par ce qui se passe en amont, en particulier lorsque les canaux contiennent des éléments de macro-rugosité, tels que des marches. Compte tenu de la complexité des processus de l'écoulement caractéristiques de ce type de structures, les approches analytiques avec hypothèses simplificatrices ne sont pas fiables pour obtenir une description détaillée de l'écoulement.

Jusqu'à présent, la plupart des études sur les canaux en escalier dans la littérature sont basées sur la modélisation expérimentale (*Chamani & Rajaratnam, 1999*), (*Boes & Hager, 2003*), (*Dewals et al., 2004*), (*Amador et al., 2009*), (*Wang & Chanson, 2015*), (*Zhang & Chanson, 2016b*), (*Valero Huerta et al., 2016*, *Valero et al., 2018*).

Ces travaux se sont concentrées principalement sur l'écoulement extrêmement turbulent et ont fourni un aperçu clair sur de nombreux processus de l'écoulement qui s'y sont produits, tels que le développement de la couche limite ou le transfert d'air à travers l'interface air-eau, ainsi que d'autres variables connexes, telles que la distribution de la concentration d'air, la distribution de la pression, profil de vitesse ou la distance de la première marche jusqu'au point d'inception (**Valero & García-Bartual, 2016**).

Surtout au cours de ces sept dernières années, le nombre d'études sur l'évacuateur en marche d'escalier a considérablement augmenté, en utilisant les deux approches : expérimentale et numérique (**Leandro et al., 2014**), (**Hunt et al., 2014**), (**Shahheydari et al., 2015**), (**Chanson et al., 2015**), (**Zhang & Chanson, 2016a**), (**Zhang & Chanson, 2017**). Il est également important de noter que certaines études ont été concentré sur d'autres solutions, telles que sur les déversoirs en escalier avec murettes (**Felder & Chanson, 2013**), sur les canaux en marches d'escaliers en gabion (**Zhang & Chanson, 2016a**).

Pour les études numériques, la plupart des travaux abordent le problème via la CFD (Calcul Dynamique des Fluides) avec pour objectif la description complète du comportement de l'écoulement (**Parsaie et al., 2016**), (**Hamed & Ketabdar, 2016**), (**Valero & García-Bartual, 2016**), (**Bayon et al., 2018**), (**Zhan et al., 2016**). d'autres recherches utilisent des techniques lagrangiennes : telles que l'hydrodynamique des particules lissées – SPH (**Haghiabi et al., 2017**)– ANN, (**Roushangar et al., 2017**).

Le nombre d'études traitant la partie non aérée de l'écoulement est relativement faible (**Bombardelli et al., 2011**), (**Meireles et al., 2012**), (**Toro et al., 2017**). Cependant, l'influence de la fermeture du système d'équations de calculs de la turbulence et des schémas de discrétisation sur les résultats numériques ont été relativement peu prises en compte.

La question posée naturellement est de savoir si ces variables exercent des différences significatives sur les principales propriétés d'écoulement dans cette région. **Bayon et al. (2018)** ont proposé une analyse plus approfondie des modèles des écoulements en marche d'escalier à l'aide de méthodes numériques. Depuis les années 70, la dynamique des fluides numérique peut aider et compléter la conception d'ouvrages de dissipation d'énergie (**Meireles et al., 2012**), (**Chanson & Carvalho, 2015**), (**Meireles et al., 2014**). Cependant les modèles mathématiques posent encore des problèmes de précision lors de la modélisation de certains phénomènes hydrauliques, (**Murzyn & Chanson, 2009**), auquel le manque de validation est généralement signalé. Chanson & Toi (2015) affirment que les modèles mathématiques ont encore du mal à reproduire la physique de certains phénomènes hydrauliques, bien qu'ils puissent contribuer à leur meilleure compréhension. Améliorer les modèles numériques pour reproduire le comportement des structures hydrauliques est donc une tâche permanente et un sujet de recherche très actif.

3.3 Mise en œuvre du modèle du déversoir en marches d'escaliers en CFD

Les sections suivantes décrivent les caractéristiques générales du modèle numérique proposé en ce qui concerne sa définition et sa mise en œuvre. Certains aspects mineurs peuvent varier d'une étude de cas à une autre.

3.3.1 Équations de l'écoulement

Le niveau d'eau des débits en canal ouvert peut être estimé avec précision en utilisant des approches par ondes peu profondes, les méthodes 1D et 2D fournissent de bonnes estimations de cette variable pour de nombreuses applications de génie civil. Cependant, ces méthodes ne permettent pas de modéliser des géométries complexes ou des écoulements hautement tridimensionnels impliquant des surfaces de rupture, car elles attribuent une seule valeur de profondeur à chaque point du lit du canal.

Dans les cas où une description plus détaillée des caractéristiques de l'écoulement est nécessaire, la résolution des équations de Navier-Stokes devient indispensable.

Les équations 3-1 et 3-2 ci-dessous sont les équations de la continuité et de la quantité de mouvement pour un fluide incompressible. Sous leur forme générale, ces équations, décrivent le principe de la conservation de la masse et des lois du mouvement de Newton, régissant le mouvement des fluides.

Malheureusement, leur résolution analytique complète n'a pas encore été atteinte. En attendant, les méthodes numériques sont nécessaires pour se rapprocher d'une solution aux problèmes impliquant le mouvement d'un fluide visqueux.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 + \vec{f}_b \quad (3-2)$$

Où, u : vitesse ; p : pression ; t : temps ; ρ : masse volumique ; ν : viscosité cinématique et f_b , forces de volume (gravité). Dans tous les cas discutés ici, le fluide est supposé incompressible pour économiser les ressources de calcul et les termes de masse volumique variable ont donc été négligés. Cette hypothèse peut être faite dans la plupart des applications d'ingénierie hydraulique étant donné la faible compressibilité de l'eau. En ce qui concerne la phase d'air, l'incompressibilité peut être supposée lorsque le nombre de Mach (rapport de la vitesse d'écoulement, u , sur la vitesse du son, c) reste en dessous du seuil largement accepté de $Ma < 0.3$ (*Young & De Abreu, 2010*) :

$$Ma = \frac{u}{c} \quad (3-3)$$

Une multitude d'algorithmes a été développée pour approcher numériquement les équations de Navier-Stokes au cours de ces dernières décennies. Néanmoins, aucun d'entre eux ne constitue une solution parfaite, car leur efficacité en termes de performances est hautement spécifique à chaque cas.

Effectivement, c'est un sujet largement discuté dans la littérature, (*Kisielowski et al., 2015*), il est important de noter que les performances des algorithmes sont généralement évaluées en termes d'exigences de calcul et de stabilité, car à terme tous les algorithmes devraient converger

vers une solution similaire. L'algorithme le plus largement utilisé pour résoudre le couplage linéaire pression-vitesse dans les simulations stationnaires en CFD est l'algorithme SIMPLE (**Patankar, 1972**). Depuis le développement du modèle plusieurs améliorations ont été apportées, telles que SIMPLER ou SIMPLEC. L'une des variantes la plus utilisée est l'algorithme PISO (**Issa et al., 2017**). Cependant, des problèmes peuvent survenir lorsqu'il s'agit d'un écoulement multiphase où les changements de phase sont brusques ou les différences de densité importantes. Afin de surmonter ce problème, un algorithme a été développé qui combine les meilleures fonctionnalités de SIMPLE et de PISO (**Bayon-Barrachina & Lopez-Jimenez, 2015**). Cet algorithme fusionne les outils de correction externe de SIMPLE et la boucle de correction interne de PISO afin d'obtenir un couplage pression-vitesse plus robuste et généralisable (**Rodrigues et al., 2016**).

3.3.2 Géométrie et maillage

Afin de discrétiser le domaine géométrique occupé par l'écoulement air-eau, deux grandes catégories d'approches sont normalement utilisées, à savoir : le maillage non structuré et le maillage structuré. Comme toujours, aucune ne peut être considérée comme la meilleure méthode car leurs performances sont très spécifiques à chaque cas.

Les maillages non structurés conviennent généralement mieux à un raffinement sélectif, évitant ainsi le suraffinage des régions dans lesquelles aucun gradient important n'est attendu. En outre, ce type de maillage s'adapte mieux aux géométries complexes, présente moins de problèmes de fermeture et leur topologie arbitraire facilite l'automatisation du processus de maillage.

Certains auteurs affirment que la non-orthogonalité d'un maillage ne produit aucun résultat tant que l'asymétrie de ses éléments est suffisamment basse (**Huang & Prosperetti, 1994**). Néanmoins, les maillages structurés ont tendance à être plus précis que leurs homologues non structurés, autres choses étant égales homologues (**Biswas & Strawn, 1998**). De plus, les algorithmes de maillage structuré sont généralement plus simples à implémenter et plus rapides à exécuter. De plus, selon **Keyes et al. (2000b)**, les algorithmes de maillage structuré sont généralement plus simples à implémenter et plus rapides à exécuter..

Les algorithmes de maillage structuré (Figure 3.2) offrent un accès plus régulier à la mémoire, ce qui réduit considérablement sa latence. En outre dans les écoulements multi phases, les maillages topologiquement orthogonaux dont l'axe est aligné sur l'interface fluide ont tendance à présenter moins de problèmes numériques. Pour toutes ces raisons, un maillage hexaédrique rectangulaire structuré de manière statique est considéré comme le meilleur choix pour les cas présentés dans cette thèse.

Dans certains cas, les maillages peuvent être légèrement redéfinis au voisinage des limites solides pour résoudre avec précision les caractéristiques d'écoulements dans les couches limites, où des gradients plus importants se produisent. Cela peut entraîner la formation d'éléments fortement asymétriques, bien que cela ne soit pas un problème réel tant que l'orthogonalité entre les axes du maillage et les limites solides est assurée (**Hirsch, 2007**). Ce raffinement supplémentaire devient indispensable lorsqu'on utilise des modèles à faible nombre de Reynolds. Les géométries analysées dans le présent travail montrent différents degrés de complexité.

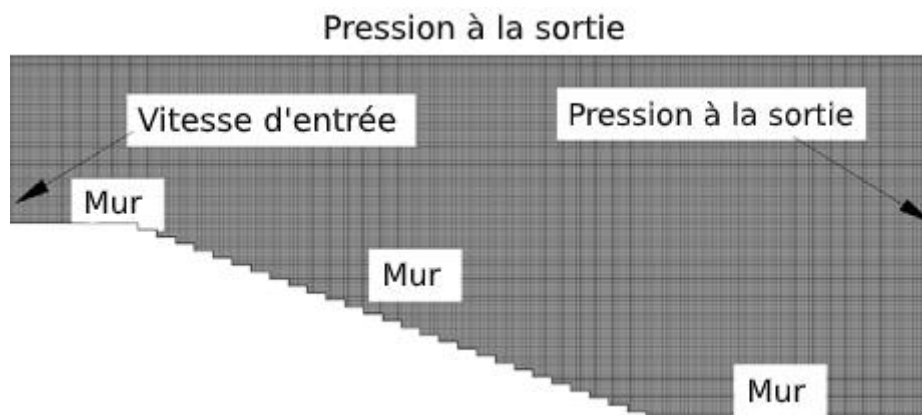


Figure 3.2 : Schéma du maillage utilisé dans la simulation.

La taille optimale des éléments de maillage ne peut pas être déterminée a priori car elle est fortement spécifique à chaque cas, de sorte que l'analyse de la convergence des mailles doit être effectuée sur des simulations d'un seul cas avec différentes tailles de mailles. Les caractéristiques spécifiques des mailles testées sont discutées. Dans tous les cas, une analyse de maillage est effectuée pour vérifier que les résultats sont indépendants du maillage, comme indiqué dans le chapitre 6.

3.4 Modélisation de la surface libre

La coexistence et l'interaction de plusieurs fluides et la manière dont l'interface est définie est une importance capitale pour la modélisation numérique des écoulements multiphasiques.

Des algorithmes complexes doivent être développés pour modéliser ce phénomène, dont la stabilité et la précision ont une forte influence sur les résultats définitifs du modèle. Les méthodes de suivi de surface appartiennent à deux familles d'approches.

D'une part, les méthodes de surface définissent explicitement l'interface libre en utilisant une approche lagrangienne, suivi d'un ensemble de particules de marqueur de surface (**Daly, 1969**), ou en utilisant une approche eulérienne, définissant les fonctions qui déterminent la position de la surface libre (**Osher & Sethian, 1988**). Ces méthodes présentent des problèmes de topologie lorsqu'il s'agit d'écoulements très déformés et de surfaces de rupture. Pour cette raison, elles ne sont pas considérées comme appropriées pour modéliser des structures hydrauliques à géométrie complexe.

D'autre part la méthode des volumes finis s'adapte mieux à ce genre de phénomènes, mais ne définissent pas explicitement une interface d'écoulements soignée. Une méthode de suivi de surface doit être implémentée dans le modèle.

Certains modèles utilisent une approche eulérienne-lagrangienne (méthodes particules sur fluide) combinant une résolution de flux eulérienne avec un suivi de particules (**Harlow & Welch, 1965**). Cependant, dans les modèles tridimensionnels, le grand nombre de particules nécessaires rend le coût de calcul de cette approche inégalable. Pour cette raison, une approche entièrement eulérienne est utilisée dans le modèle actuel. Ces méthodes se sont avérées plus efficaces en calcul, car elles ne traitent qu'une seule valeur variable par élément de maillage

(Ubbink, 1997). Cette variable est une propriété d'indicateur (α), exprimant la proportion d'un fluide ou d'un autre que chaque élément de maillage contient.

Sa distribution dans le domaine est modélisée en approximant une équation de transport de convection supplémentaire. Cela implique de considérer les deux fluides, A et B, comme un fluide multiphasique unique, dont les propriétés sont traitées comme des moyennes pondérées en fonction de la fraction occupée par un fluide ou un autre dans chaque élément du maillage. Il en résulte un ensemble de valeurs α comprises entre 0 et 1 réparties dans tout le domaine modélisé, mais aucune interface eau-air claire n'est définie.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u})\alpha = 0 \quad (3-4)$$

$$\xi = \xi_a \alpha + \xi_b (1 - \alpha) \quad (3-5)$$

Où, α : fraction de fluide ; u : vitesse ; t , temps et ξ représente une propriété générique de l'écoulement.

Les techniques de ligne traditionnelles, telles que SLIC (Noh & Woodward, 1976), PLIC (Youngs, 1984) et FLAIR (Ashgriz & Poo, 1991) ont fourni les premières solutions viables au problème de la définition de surface dans les méthodes en volume. Cependant, elles posent des problèmes de généralisation lorsqu'elles sont utilisées sur des mailles non structurées. Les méthodes donneur-accepteur, telle que la mise en œuvre initiale de la méthode VOF (Hirt & Nichols, 1981), ont été largement utilisées dans le passé, mais elles sont susceptibles de présenter de faux problèmes de déformation d'interface. Dans le présent modèle, un algorithme de compression d'interface est mis en œuvre afin de surmonter les problèmes susmentionnés.

3.5 Modélisation de la turbulence

L'un des aspects clés des modèles CFD est la manière dont la turbulence est traitée. Les fluctuations de vitesse et de pression peuvent être résolues numériquement à leurs échelles les plus basses (Direct Numerical Simulation au DNS) aussi longtemps que le maillage est en conséquence, (Pope, 2004), (Hirsch, 2007).

Cependant, cette approche est toujours inégalable en termes de coût de calcul pour les applications d'ingénierie. L'utilisation du DNS dans l'écoulements multiphasique a été rapportée dans la littérature (Borue et al., 1995), (Prosperetti & Tryggvason, 2009), bien que dans les applications d'ingénierie, la turbulence soit traitée à l'aide de modèles couplés.

Les méthodes LES (Large Eddy Simulation) offrent des simulations précises d'écoulements multiphasiques à des coûts de calcul moins élevés, mais elles ne sont pas encore exploitables pour la plupart des applications d'ingénierie (Spalart, 2000). Ainsi, l'approche la plus largement utilisée dans les applications d'ingénierie est le Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS).

Les modèles de ce type sont basés sur la moyenne des équations d'écoulements donnant les équations de Reynolds en moyennant les équations de Navier-Stokes (RANS). La fermeture mathématique des équations de Reynolds est obtenue en ajoutant des équations de transport afin de reproduire le comportement de la turbulence en écoulement, puis de relier les échelles de turbulence à une viscosité turbulente (μ_t), qui est introduite dans les équations d'écoulements visant à rendre compte des contraintes dites de Reynolds.

Parmi les modèles disponibles, la performance de certains des plus utilisés *est étudiée ici. Les modèles utilisés sont le modèle k-ε Standard (Launder & Sharma, 1974)*, le modèle RNG k-ε (Yakhot et al., 1992) et SST k-ω (Menter, 1993). Leur effet sur les résultats du modèle numérique est évalué afin de déterminer leur adéquation à chaque cas.

Le modèle k-ε a été largement utilisé dans ce type d'applications (López & García, 2001). Sa formulation est décrite dans les équations 3-6 et 3-7 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (3-6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C1 \varepsilon \frac{\varepsilon}{k} (P_k + C_{3\varepsilon} P_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (3-7)$$

Où, k : énergie cinétique turbulente, ε : taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente, t : temps, ρ, la masse volumique du fluide, xi : coordonnée sur l'axe i, μ, : viscosité dynamique du fluide, μt, : viscosité dynamique turbulente, Pk, : production d'énergie cinétique turbulente, Pb, : effet de flottabilité, YM, effet de la dilatation, et Sk et Sε, modules du tenseur à la vitesse de déformation moyenne. Les autres termes (Cμ, C1ε, C2ε, C3ε, σk et σε) sont des paramètres du modèle qui, dans le modèle Standard k-ε, valent respectivement 0.09, 1.44, 1.92, - 0.33, 1.0 et 1.3.

Plusieurs auteurs affirment que les modèles k-ε ne conviennent pas à la modélisation d'écoulements de grand gradient de pression adverse (Menter, 1993). Afin de surmonter ce problème, les modèles k-ω ont été introduits pour la première fois par Wilcox (1998). Leur mise en œuvre est significativement différente de celle de k-ε car le taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence (ε) n'est pas modélisé. Au lieu de cela, une équation de transport pour sa valeur relative (ω = ε / k) est implémentée. Parmi eux, le SST k-ω (Menter, 1993) s'est avéré mieux performant que le Standard et le BSL k-ω.

La pertinence d'un modèle ou d'un autre est très spécifique à chaque cas et les différences d'utilisation d'un modèle sont normalement remarquables. Par conséquent, afin de déterminer quel modèle fonctionne le mieux à un coût de calcul raisonnable, une analyse de sensibilité est effectuée.

Pour ce faire, les simulations sont effectuées à l'aide des modèles RANS décrits ci-dessus. En ce qui concerne le modèle RNG k-ε (Yakhot et al., 1992), sa formulation diffère principalement de celle de la norme k-ε en ce qui concerne les valeurs des paramètres susmentionnés, qui sont déduites des techniques de renormalisation. Ces changements semblent améliorer les résultats du modèle, selon Bradshaw et al. (1996), le RNG k-ε est le modèle le plus utilisé dans les applications hydrauliques.

D'autres auteurs affirment également que ce modèle offre de meilleures performances pour les flux tourbillonnaires que le modèle Standard k-ε (Bombardelli et al., 2011), (Bradshaw et al., 1996), (Kim & Boysan, 1999), (Pope et al., 2000), (Yakhot et al., 1992).

Le transport de k et ε dans le modèle RNG k-ε est calculé selon les équations d'advection diffusion-réaction (ADR) suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \nabla \cdot (\rho k \vec{u}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\rho_k} \right) \nabla k \right] + P_K + \rho \varepsilon \quad (3-8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \nabla \cdot (\rho\varepsilon\vec{u}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\rho\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + (C_{1\varepsilon} - M) \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3-9)$$

$$M = \eta \left(-\frac{\eta}{\eta_0} + 1 \right) / (\beta \eta^3) ; \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon} ; \quad S = (2 \overline{S_{ij} S_{ij}})$$

Les constantes de formulation sont, dans ce cas, $\sigma_k = 0,7194$, $\sigma_\varepsilon = 0.7194$, $C_{1\varepsilon} = 1.42$, $C_{2\varepsilon} = 1.68$, $C_\mu = 0.0845$, $\eta_0 = 4.38$ et $\beta = 0.012$.

La viscosité est calculée comme suit :

$$v_t = \frac{\mu_t}{\rho} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-10)$$

3.6 Conditions aux limites

Les conditions aux limites imposées aux modèles analysés diffèrent légèrement d'un cas à l'autre. Ces variations sont dues aux différences dans le régime d'écoulement entrée/sortie, comme illustré à la Figure 3.2. La vitesse dans les entrées sous-critiques et surcritiques est définie par la condition aux limites de Dirichlet donnée par leur nombre de Froude. La pression est réglée sur une condition nulle de Von Neumann, développant ainsi un profil hydrostatique : $P = \rho gy$. Les autres conditions aux limites ne diffèrent pas d'un cas à l'autre et sont résumées dans les Tableaux 3-1 et 3-2.

Une condition de non-glissement est imposée aux parois, de sorte que la vitesse est réglée à zéro alors qu'une condition nulle de Von Neumann est imposée à la pression.

Une fonction de paroi est imposée dans les simulations k- ε , de sorte que les variables de modèle de vitesse et de turbulence (k et ε) soient calculées en fonction de la formulation de la fonction de paroi. Ces dernières variables ne peuvent pas être directement définies à l'entrée. Selon les données expérimentales disponibles, elles sont réglées sur une valeur arbitraire basse et un court tronçon initial de canal est ajouté afin que l'écoulement se développe tout en approchant de la zone d'intérêt.

Tableau 3-1 : Configuration des conditions aux limites

Entrée	Sortie
$u = u_1$	*
$\frac{dp}{dx} = 0$	$\frac{dk}{dx} = 0$
$k = k_1$	
$\varepsilon = \varepsilon_1$	$\frac{d\varepsilon}{dx} = 0$

Tableau 3-2 : Configuration des conditions aux limites

Atmosphère	Les parois
$\frac{du}{dx} = 0$	$u = 0$
$P = 0$	$\frac{dp}{dx} = 0$
$\frac{dk}{dx} = 0$	$k = f(y)$
$\frac{d\varepsilon}{dx} = 0$	$\varepsilon = f(y)$

$$\text{Sous-critiques sortie : } u = f(y) ; \frac{d\varepsilon}{dx} = 0 \quad (3-11)$$

$$\text{Supercritical sortie : } \frac{du}{dx} = 0; \quad P = \rho gy \quad (3-12)$$

Les conditions limites atmosphériques imposent la pression atmosphérique via une condition de Dirichlet nulle, les variables k et ε doivent être calculées par le modèle, comme le font les sorties libres. Cependant, cette condition limite permet à l'air d'entrer dans le domaine sous des pressions négatives.

3.7 Traitement des parois

Le traitement de la couche limite revêt une importance primordiale dans la modélisation des fluides. Von Kármán (1930) a établi une loi universelle de paroi qui définit les profils de vitesse d'écoulement dans la couche limite. La vitesse (u) et la distance à la paroi (y) sont dimensionnées respectivement en utilisant la vitesse de cisaillement (u_s) et la viscosité (ν) :

$$y^+ = y \frac{u_T}{\nu} \quad (3-13)$$

$$u^+ = \frac{u}{u_T} \quad (3-14)$$

Les régions à plus faible y^+ , appelées sous-couches visqueuses (**Schlichting & Gersten, 2000**) sont caractérisées par de grands gradients de vitesse et de turbulence et par la prédominance d'effets visqueux, étant donné le profil de vitesse : $u^+ = y^+$, voir Figure 3.3.

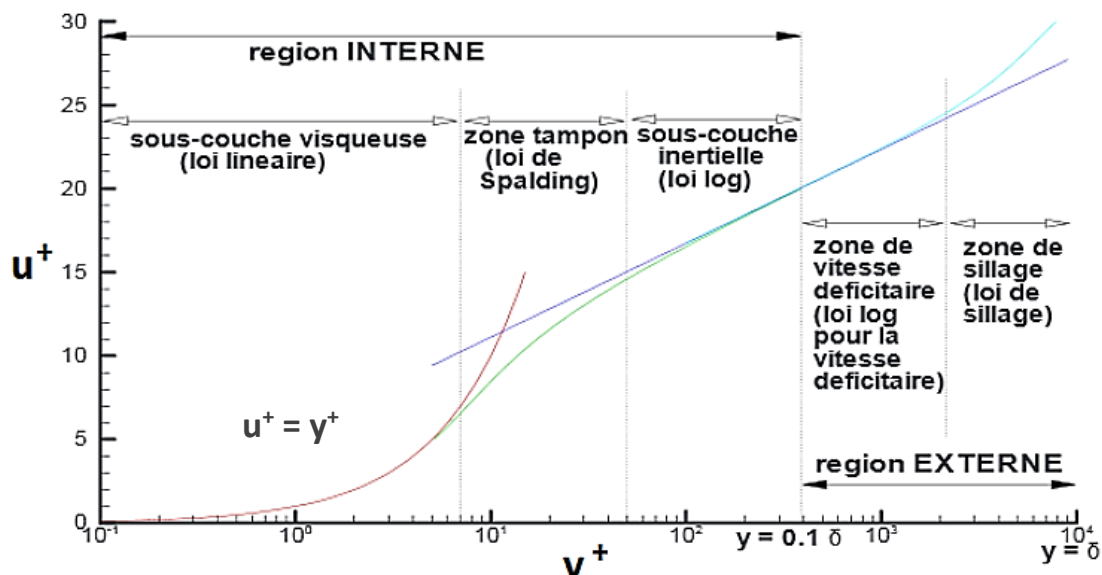


Figure 3.3 : Profil de vitesse en couche limite turbulente d'une plaque plane (**Billon, 2014**)

La couche supérieure, dite logarithmique décrit un profil de vitesse logarithmique, alors que le profil situé entre les deux régions, la sous-couche dite tampon, ne montre pas de comportement clairement prévisible. Afin d'éviter de devoir résoudre les régions les plus basses des couches limites, Les fonctions de parois sont souvent utilisées dans les modèles CFD.

Ces fonctions sont imposées comme conditions aux limites sur les parois solides pour éviter l'utilisation de mailles trop fines, avec pour conséquence une économie de ressources de calcul. En conséquence, le maillage du modèle doit être affiné de manière à ce que la coordonnée y^+ du centre de tous les éléments du maillage en contact avec des murs solides soit quelque part entre les sous-couches logarithmiques et celle du tampon. $y^+ \in [15-300]$. Cette condition a été remplie dans toutes les simulations effectuées dans cette recherche.

Il est également important de ne pas trop raffiner les mailles lorsqu'on utilise des fonctions de parois. Si cela se produisait, les fonctions de paroi pourraient modéliser le comportement de la sous-couche visqueuse, alors que le modèle lui-même résoudrait l'écoulement dans cette région, entraînant une chute de précision. Cette controverse peut avoir pour conséquence que les maillages plus fins donnent des résultats moins précis.

En termes de précision, le meilleur choix consisterait à utiliser un modèle à nombre de Reynolds bas sans aucune fonction de paroi, comme le modèle SST $k-\omega$. Cependant, comme cela implique que le centre du premier élément de maillage doit répondre à la condition $y^+ < 15$, les mailles doivent être affinées de telle manière que le coût de calcul puisse devenir dans certains cas inégalables.

Il existe de nombreux ouvrages sur les améliorations à apporter à la mise en œuvre initiale des fonctions de parois, tel que l'ouvrage de **Johnson & Launder** (1985), mais la plupart des solutions proposées n'ont pas été adoptées par la plupart des codes CFD. Cela est dû au fait que, même si ces approches sont valables d'un point de vue théorique, beaucoup d'entre elles peuvent poser des problèmes de stabilité (**Blocken & Gualtieri, 2012**).

Dans cette recherche, une fonction de paroi à nombre de Reynolds élevé pour les modèles RANS et les surfaces lisses est appliquée, sauf dans les cas où le modèle SST $k-\omega$ est utilisé.

Bien que les couches limites puissent souvent être légèrement asymétriques (*Ladell et al., 1959*), la direction principale de l'écoulement est complètement longitudinale dans tous les cas analysés ici, une fonction de paroi bidimensionnelle est utilisée pour des raisons de simplicité.

3.8 Schémas de discrétisation

En ce qui concerne les schémas de discrétisation utilisés pour rendre le modèle CFD des équations différentielles partielles numériquement approximables, le meilleur choix doit être un bon compromis entre précision et stabilité. Dans la discrétisation spatiale, les modèles Upwind sont généralement préférés aux approches Upwind, ces dernières présentant généralement de graves problèmes de stabilité de calcul.

Les différents termes des équations sont discrétisés en utilisant un schéma corrigé linéaire de Gauss précis du second ordre dans tous les cas. De plus, afin d'assurer la stabilité des simulations, le pas de temps est automatiquement modifié de manière à ce que le nombre de Courant reste toujours inférieurs à un seuil donné.

3.9 Conclusion

Le travail présenté dans cette partie de thèse, traite l'analyse numérique effectuée pour la modélisation de l'écoulement sur le déversoir en escalier comme domaine (géométrie), discrétisation (maillage), modélisation de la surface libre, et modélisation de la turbulence sur le logiciel commercial Ansys Fluent®. Le choix des conditions aux limites imposées aux modèles analysés dépend aux différence dans le régime entrée/ sortie, tandis que la vitesse dans les entrées sous-critiques et sur-critiques est définie par la condition aux limites de Dirichlet.

Pour le traitement de la couche limite qui est considérée comme un facteur important dans la modélisation des fluides, une fonction de paroi à nombre de Reynolds élevé pour les modèles RANS et les surfaces lisses est appliquée, sauf dans les cas où le modèle SST $k-\omega$ est utilisé. Concernant les schémas discrétisation utilisés pour rendre le modèle CFD, des équations différentielles partielles numériquement approximables, le meilleur choix doit être un bon compromis entre précision et stabilité. Cette dernière est assurée par une modification automatique dans le pas de temps, de manière à ce que le nombre de Courant reste toujours inférieurs à un seuil donné (≤ 5).

4. DONNEES EXPERIMENTALES

4.1 Introduction

Afin de valider le modèle numérique présenté précédemment, plusieurs cas d'étude sont analysés. Les résultats numériques trouvés sont comparés à des résultats expérimentaux. Ces résultats ont été obtenus à partir des travaux de : **Hunt et al.** (2012) et de ceux de **Pedro et al.** (2017). Dans la construction du modèle numérique, les propriétés du fluide considérées dans la modélisation sont les suivantes : $\rho_{\text{air}} = 1.225 \text{ kg/m}^3$ et $\nu_{\text{air}} = 1.4657 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho_{\text{eau}} = 998.78 \text{ kg/m}^3$ et $\nu_{\text{eau}} = 1.1094 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. La valeur de la tension superficielle est généralement réglée à $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$.

4.2 Les modèles physiques

Les modèles expérimentaux de canaux en marches d'escaliers utilisés pour la validation du modèle numérique présenté ici ont été construits à Hydraulic Engineering Research Unit USDA-ARS (HERU), University Stillwater, Oklahoma, USA, et à Hydraulic Engineering Section Laboratory of FH Aachen-University of Applied Sciences, Germany.

Les résultats expérimentaux ont été déjà publiés (**Hunt & Kadavy, 2010a**), et ont été utilisés dans cette thèse après avoir eu la permission des auteurs et de la revue.

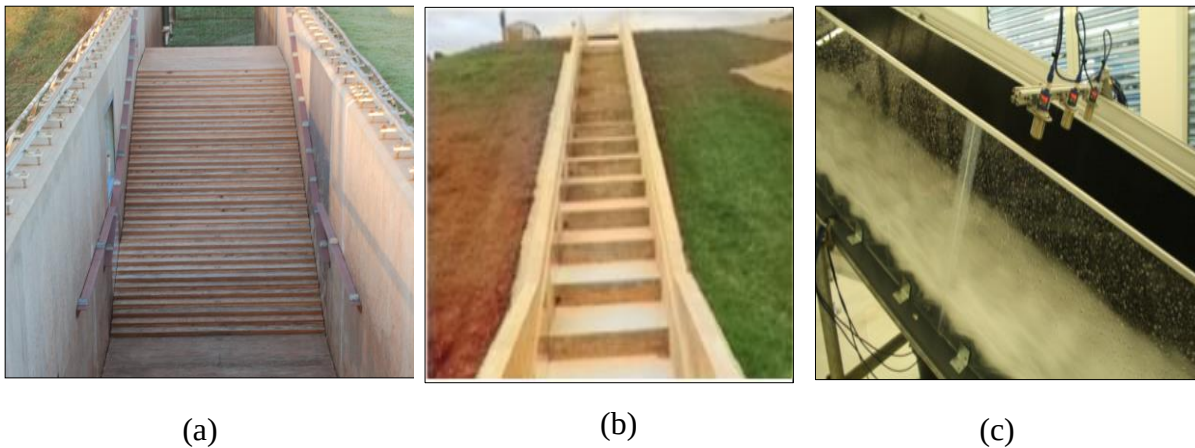


Photo 4.1 : les différentes installations utilisées pour valider le modèle numérique : (a) et (b) construit à Hydraulic Engineering Research Stillwater et (c) Aachen-Universit, (Hunt & Kadavy, 2010a**), (**Hunt et al., 2014**)**

4.2.1 Les modèles de Hunt & Kadavy (2010a) et (2014)

Les expériences de **Hunt & Kadavy** (2010a), (2014) ont été menées dans l'unité de recherche en génie hydraulique USDA-ARS (HERU) de l'université Stillwater, dans l'Oklahoma, aux États-Unis.

Deux modèles de canaux en marches d'escalier A et B, ont été construits avec une pente de la goulotte de 26.6° et 14° , respectivement dans un canal de 1.8 m de large. Le tableau 4-1 résume les détails des deux modèles en termes de pente (θ), largeur de la goulotte (B), distance verticale

de la crête de la goulotte jusqu'au fond du bassin de dissipation (H_{crest}), le débit unitaire (q), la hauteur de la marche (s).

Les modèles A et B sont illustrées dans la photo 4.1 (a et b). Les entrées des modèles A et B consistent en des déversoirs à seuil épais de longueur 6.0 m et 2.4 m respectivement.

La gamme du débit unitaire mesuré est de $0.11 \leq q \leq 0.95 \text{ m}^2/\text{s}$, surveillés avec précision selon les deux méthodes suivantes : a) une combinaison d'une jauge à commande manuelle et b) d'un potentiomètre à chaîne (PT) couplé à un système d'acquisition de données à interface informatique. Les profils de vitesse ont été mesurés à l'aide d'un vélocimètre acoustique à effet Doppler (ADV), d'un tube de Pitot à reflux (Dwyer Instruments, Michigan City, Indiana), couplé à un transducteur de pression différentielle.

Les conditions d'écoulement créent un régime extrêmement turbulent de sorte que le rapport entre la hauteur de la marche et la profondeur critique soit de $0.086 \leq s/y_c \leq 0.937$.

Dans le modèle A avec une pente de 26.6° , nous avons deux cas d'étude :

le premier cas contient 20 marches de 152 mm de hauteur et 304 mm de long par marche,

le second cas est composé de 40 marches de 76 mm de hauteur et 152 mm de longueur par marche.

Pour le modèle B avec une pente de 14° , nous avons également deux cas d'étude :

le premier contient 40 marches de 38 mm de hauteur et 152 mm de longueur par marche,

le second cas est composé de 20 marches de 76 mm de hauteur et 304 mm de longueur par marche.

Tableau 4-1 : Résumé des conditions expérimentales des Modèle A et B

	θ°	B(m)	H (m)	q (m^2/s)	s (mm)	F*	h/ y_c	R	W _b
Modèle A	26.6	1.83	3.05	0.15	152	2.9	0.086	1.3×10^5	5.8×10^3
				-	-	-	-	-	-
				1.25	76	7.4	0.722	1.1×10^6	1.9×10^5
Modèle B	14.0	1.83	1.52	0.11	38	2.3	0.093	9.5×10^4	3.5×10^3
				-	-	-	-	-	-
				0.82	76	75.3	0.937	5.5×10^5	3.7×10^4

4.2.2 Le modèle d'Aachen

Les données expérimentales ont été acquises d'un modèle physique d'un canal composé de 28 marches (Figure 4-2) construit au laboratoire de la section de génie hydraulique de l'université des sciences appliquées d'Aachen en Allemagne (*Lopes et al., 2017*). Dans ce modèle, l'eau circule en circuit fermé. Le débit est contrôlé par une vanne papillon et mesuré par un débitmètre

inductif. À l'intérieur du réservoir principal, placé en amont du déversoir, une grille en plastique a été utilisée pour harmoniser le débit et réduire les turbulences à l'entrée.

Le débit d'eau est $q_w = 0.07 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, qui donne une profondeur d'eau critique à la crête du modèle de $y_c = 0.08 \text{ m}$ ($y_c/s = 1.3$).

Le régime d'écoulement à l'entrée est sous-critique avec un nombre de Froude (Fr) = 0.7, et dans la région d'écoulement uniforme, trois capteur ultrason MicroSonicsmics +130/IU/TC, ont été utilisés pour mesurer les profondeurs d'écoulement sur le déversoir entre la première marche (1) et la dix neuvième (19^{ème}) pendant 180 secondes à 200 Hz.

La technique BIV (Bulle Image Vélocimétrie) a également été appliquée afin d'obtenir le champ de vitesse d'écoulement près des parois latérales.

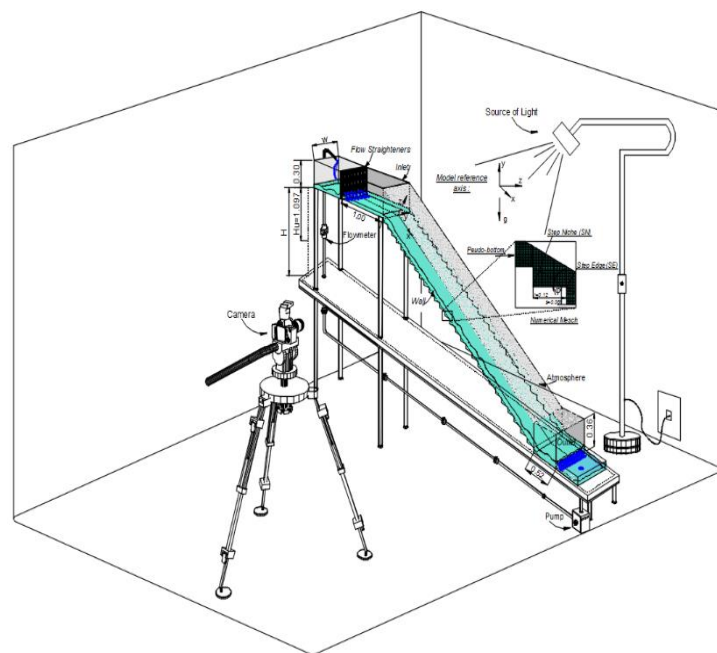


Figure 4.2 : Croquis de l'installation expérimentale du modèle d'Aachen

4.2.3 Le modèle de Wuppertal

Les expériences ont été réalisées sur un modèle physique à l'échelle 1 :10, avec une largeur w de 0.30 m et une hauteur de chute totale H_{dam} de 2.34 m, avec 39 marches de (s) $0.06 \times$ (l) $0.12 \times$ (w) 0.30 m SSW0.30.

Construite à l'université de Wuppertal, cette installation fonctionne en circuit fermé, où l'eau pompée des réservoirs souterrains, est acheminée vers un canal d'approche d'une longueur de 1 m où de petits tubes à l'entrée réduisent la turbulence, le débit d'eau est contrôlé par un clapet. Le débit est mesuré avec un Débitmètre électromagnétique.

Les deux modèles SSW0.30, SSW0.50 partagent les mêmes paramètres géométriques en termes de hauteur de marche, de longueur et de pente. Toutefois la largeur de SSW0.30 est plus étroite que celle de SSW0.50. La conception structurelle et les conditions d'écoulement créent un régime d'écoulement extrêmement turbulent.

Le régime d'écoulement à l'entrée est sous-critique avec le nombre de Froude (Fr) = 0.71.

Dans la région d'écoulement uniforme, le nombre de Froude, Fr , défini en termes de hauteur de rugosité (**Launder & Sharma, 1974**), est :

$$Fr^* = q_w / (g \sin \phi (s \cos \phi)^3)^{0.5} = 2.7.$$

Le nombre de Reynolds (Re) à l'entrée est $Re = 5.0 \times 10^4$ et dans la région d'écoulement uniforme $Re \approx 9.1 \times 10^4$.

Trois micros-capteurs ultrasons Micro Sonics 130 / IU / TC (plage de fonctionnement : 200 à 1300 mm, résolution : 0.18 mm) sont utilisés pour mesurer les profondeurs d'écoulement sur la première marche (numéro 1) du déversoir jusqu'à la dix neuvième marche (numéro 19) pendant 180 secondes à 200 Hz.

Dans la vue de dessus, les capteurs à ultrasons sont placés dans une rangée perpendiculaire au sens de l'écoulement (Figure 4-2). Cet agencement permettra une visualisation 2D de la profondeur d'écoulement le long du canal, plutôt que d'une simple mesure du canal central. Le capteur central se trouve dans l'axe du canal, tandis que les capteurs externes sont distants de 80 mm des parois latérales.

Cette distance est définie afin d'éviter que le signal soit réfléchi sur les parois ou d'interférer avec le signal d'un autre capteur.

Dans une vue latérale, les capteurs à ultrasons sont placés à 461 mm au-dessus du pseudo-fond de déversoir, dans sa direction perpendiculaire.

Avant de lancer les expériences et en absence d'eau, le signal recueilli par le capteur à ultrasons a été bien calibré et ce, par la mesure de la distance entre le capteur et le pseudo-fond. Cette étape est nécessaire Pour mesurer la profondeur d'eau qui est variable dans le temps pour chaque point de mesure.

Afin de réduire les erreurs pouvant résulter de la réflexion des signaux sur les gouttelettes éjectées, les données de l'ensemble des signaux bruts ont été filtrés selon le même processus utilisé par **Chachereau et al., (2011)**, **Simoes et al., (2013)** et **Lopes et al. (2015)**.

Les valeurs aberrantes ont été rejetées en définissant un double seuil reconnu comme une valeur moyenne qui correspond à $\pm$ trois fois l'écart type.

Après cette procédure, les profondeurs de débit moyennées dans le temps sont calculées en faisant la moyenne des données filtrées.

Avant les mesures, les capteurs à ultrasons sont calibrés en fonction des caractéristiques atmosphériques quotidiennes, à l'aide d'une cible plane placée perpendiculairement à la direction du signal.

Les précédentes applications d'échographie dans les déversoirs en marche d'escalier ont révélé une bonne précision dans la prévision de l'élévation de l'eau, par exemple dans la longueur de transition entre les zones «pleine eau» et «entièrement mélangée» (**Bung, 2011a**), (**Chachereau & Chanson, 2011**), et davantage de résultats de cohérence par rapport à des expériences plus courantes. des méthodes pour détecter l'élévation de l'eau, telles que l'analyse d'imagerie utilisant des caméras à haute vitesse (**Simões et al., 2013**), des sondes de concentration dans l'air (**Felder & Chanson, 2015**), (**Menter, 1994**) ou des transducteurs de pression (**Yakhot & Smith, 1992**).

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les modèles expérimentaux des canaux en marches d'escaliers, utilisés pour la validation des modèles numériques ont été présentés. Deux modèles de canaux en marches d'escalier : A et B, ont des pentes de 26.6° et 14° dans un canal de 1.8 m de largeur. La gamme des débits unitaires mesurés est de $0.11 \leq q \leq 0.95 \text{ m}^2/\text{s}$. Les conditions d'écoulement créent un régime extrêmement turbulent de telle sorte que le rapport entre la hauteur de la marche et la profondeur critique soit de $0.086 \leq s / y_c \leq 0.937$.

Le modèle de l'université d'Aachen, composé de 28 marches, l'eau circule en circuit fermé $q_w = 0.07 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, ce qui donne une profondeur d'eau critique à la crête du modèle de $h_c = 0.08 \text{ m}$ ($y_c/s = 1.3$). Ce modèle partage les mêmes paramètres géométriques en termes de hauteur de marche, de longueur et de pente avec le modèle de l'université de Wuppertal, toutefois la largeur est plus étroite, les conditions d'écoulement créent un régime d'écoulement extrêmement turbulent.

5. ANALYSE DE LA POSITION DU POINT D'INCEPTION VIA CFD

5.1 Introduction

Les recherches faites précédemment pour définir la position du point d'inception, basées sur des expériences nécessitent des installations et des équipements spécifiques, sont coûteuses et difficilement accessibles. Les modifications d'un modèle physique peuvent prendre beaucoup de temps et nécessitent une forte intensité de main-d'œuvre, ce qui rend l'utilisation de la modélisation numérique pour le design des ouvrages un outil très intéressant.

Dans ce chapitre, nous présentons la meilleure capacité de modèle de turbulence k-ε RNG et VOF pour modéliser l'écoulement sur les déversoirs en marche d'escalier afin de montrer leurs utilisations à des fins de conception.

5.2 Convergence des maillages

5.2.1 Etude de la sensibilité du maillage

L'erreur de la discrétisation pour la simulation du déversoir en escalier a été estimée à l'aide d'une méthode suggérée par l'ASME (American Society of Mechanical Engineers), et basée sur l'extrapolation de Richardson (**Celik et al., 2008**). C'est actuellement la méthode disponible et la plus fiable pour la prévision de l'incertitude numérique, décrite par **Baylar et al. (2007)** et **Celik et al. (2008)** et consiste en un calcul du GCI (Grid Convergence Index). **Celik et al. (2008)** ont rapporté que l'erreur de discrétisation devait être estimée en utilisant au moins trois ordres de grandeur des simulations de cellules représentatives.

Trois ensembles différents de grilles (1, 2 et 3) ont été sélectionnés pour chaque déversoir. L'ordre apparent a été calculé à l'aide de l'équation ci-dessous.

$$P = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\phi_{32}}{\phi_{21}} \right| + (q_p) \right| \quad (5-1)$$

Où, $\phi_{21} = v_2 - v_1$, $\phi_{32} = v_3 - v_2$, sont les facteurs de raffinement de la grille basés sur les variables clés, v_1 , v_2 et v_3 , qui sont considérés comme un profil de vitesse de différentes tailles de grille, $r_{21} = v_2/v_1$ et $r_{32} = v_3/v_2$. v est estimée pour chaque maille par :

$$v = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta A_i) \right]^{1/2} \quad (5-2)$$

Où, $\varepsilon_{21} = v_2 - v_1$, $\varepsilon_{32} = v_3 - v_2$, sont les facteurs de raffinement de la grille basés sur les variables clés v_1 , v_2 et v_3 qui sont considérées comme étant le profil de vitesse de différentes tailles de grille $r_{21} = v_2/v_1$ et $r_{32} = v_3/v_2$. Sur la base du paramètre v estimé pour chaque maille par :

$$q_p = \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad (5-3)$$

Où, s sera 1 ou - 1, avec l'indice 1 indiquant la grille la plus fine de la notation actuelle. Si le raffinement de la grille (r) est constant, $q_p = 0$. Ensuite, l'erreur relative approximative est calculée comme suit :

$$e_{21} = \left| \frac{v_1 - v_2}{v_1} \right| \quad (5-4)$$

L'indice de convergence de la grille fine est calculé, en utilisant l'équation suivante :

$$GCI_{fine}^{21} = \frac{1.25e_{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (5-5)$$

Par exemple, pour le modèle B, l'évaluation a été faite sur 10 points le long du profile de vitesse placé au-dessus de la crête des déversoirs en escalier. (ST 0) avec 38 marches, l'analyse d'indépendance du maillage a été réalisée pour trois ensembles de grille de différentes tailles à savoir 201455, 140646, 92417 cellules. (Cellules bidimensionnelles correspondant aux tailles N1 ($0.01 \times 0.01 \text{ m}^2$), N2 ($0.012 \times 0.012 \text{ m}^2$) et N3 ($0.015 \times 0.015 \text{ m}^2$), nous avons génères le maillage à l'aide des outils Meshing Modeler d'Ansys Fluent® Figure 5.1. Les résultats de l'indice de convergence de la grille (GCI) selon l'évaluation de la grille fine mesurent la convergence du maillage plus fin vers une solution indépendante du maillage. En pourcentage, GCI_{21} correspond à 17.33% et GCI_{32} à 10.30 %. Selon **Celik et al.** (2008) le maillage N3 ($0.01 \times 0.01 \text{ m}^2$) est le plus fiable pour présenter les résultats. Cependant pour la couche limite, nous avons utilisé la fonction de mur standard (**Luo et al., 2012**).

5.2.2 Validation du modèle numérique avec des résultats expérimentaux

Les profils de vitesse mesurés par **Hunt et al.** (2010a), sur cinq stations (ST) du déversoir en marche d'escalier en amont et en aval du point d'inception sont comparés aux résultats obtenus à travers les simulations présentées dans la Figure 5-2 pour un débit unitaire de $0.28 \text{ m}^2/\text{s}$. Ces sections correspondent à la crête et aux marches : 4 (ST0.61), 8 (ST1.22), 12 (ST1.83) et 22 (ST3.05). Les résultats présentent un bon accord entre les données expérimentales et celles de la simulation numérique, étant l'erreur maximale obtenue dans les profils d'environ 4.18% correspondant à la marche 22 (ST3.05 m de la crête), où la turbulence et la concentration de l'air sont importantes, ce qui peut entraîner des écarts dans les mesures (Chaque appareil utilisé possède une plage unique de vitesses pouvant être capturées pendant les essais). L'ADV était limité à une vitesse maximale de 4.6 m/s et ne pouvait pas être utilisé dans des conditions d'écoulement très turbulent. Bien que le potentiomètre ne soit généralement pas recommandé pour mesurer les vitesses dans des écoulements fortement entraînés par l'air, **Matos et al.** (2002) ont constaté qu'il pouvait être utilisé pour une concentration en air pouvant atteindre 70%.

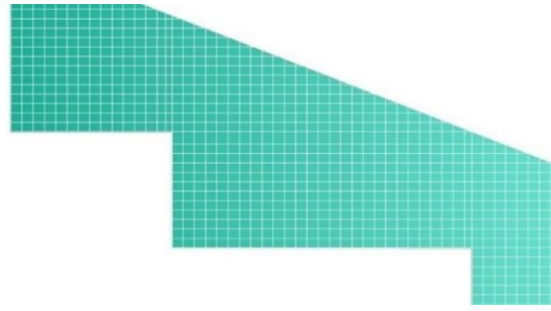


Figure 5.1 : Maillage structuré généré avec Ansys Meshing Modeler®

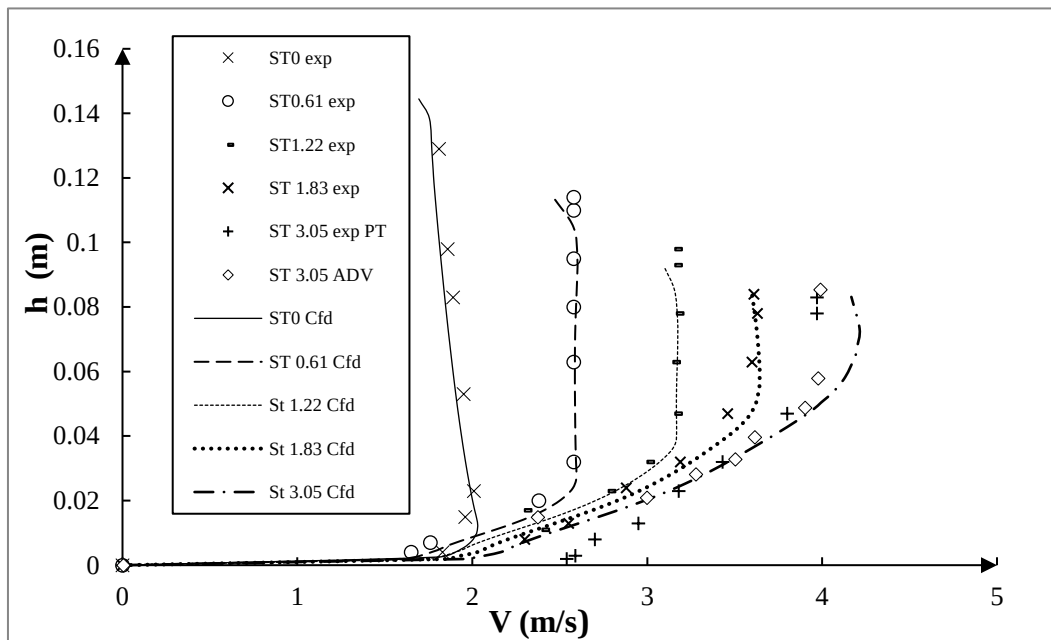


Figure 5.2 : Comparaison entre les profils de vitesse expérimentaux et ceux obtenus avec Ansys Fluent®(CFD) pour un débit de $0.28\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$ pour le modèle B

5.3 Résultats des profils de vitesse en différentes marches

Une méthode pour prédire la localisation du point d'inception sur la base de la forme des profils de vitesse est étudiée pour différentes hauteurs et longueurs de marches et deux pentes de 14° et 26.6° avec des séries de débits allant de $0.11\text{m}^2/\text{s}$ à $0.95\text{m}^2/\text{s}$ est donnée (kaouachi et al, 2019). L'analyse est basée sur la connaissance que la couche limite n'est pas développée avant le point d'inception, ce qui permet de détecter le point d'inception par l'analyse des profils de vitesse. Les Figures 5.3 et 5.4 montrent les profils de vitesse obtenus par des simulations numériques calculées par la moyenne des profils de vitesse en régime permanent pour trois marches au voisinage du point d'inception des différents cas pour les modèles A et B, respectivement. L'analyse des figures 5.3 et 5.4 permet d'identifier la marche de création du point d'inception.

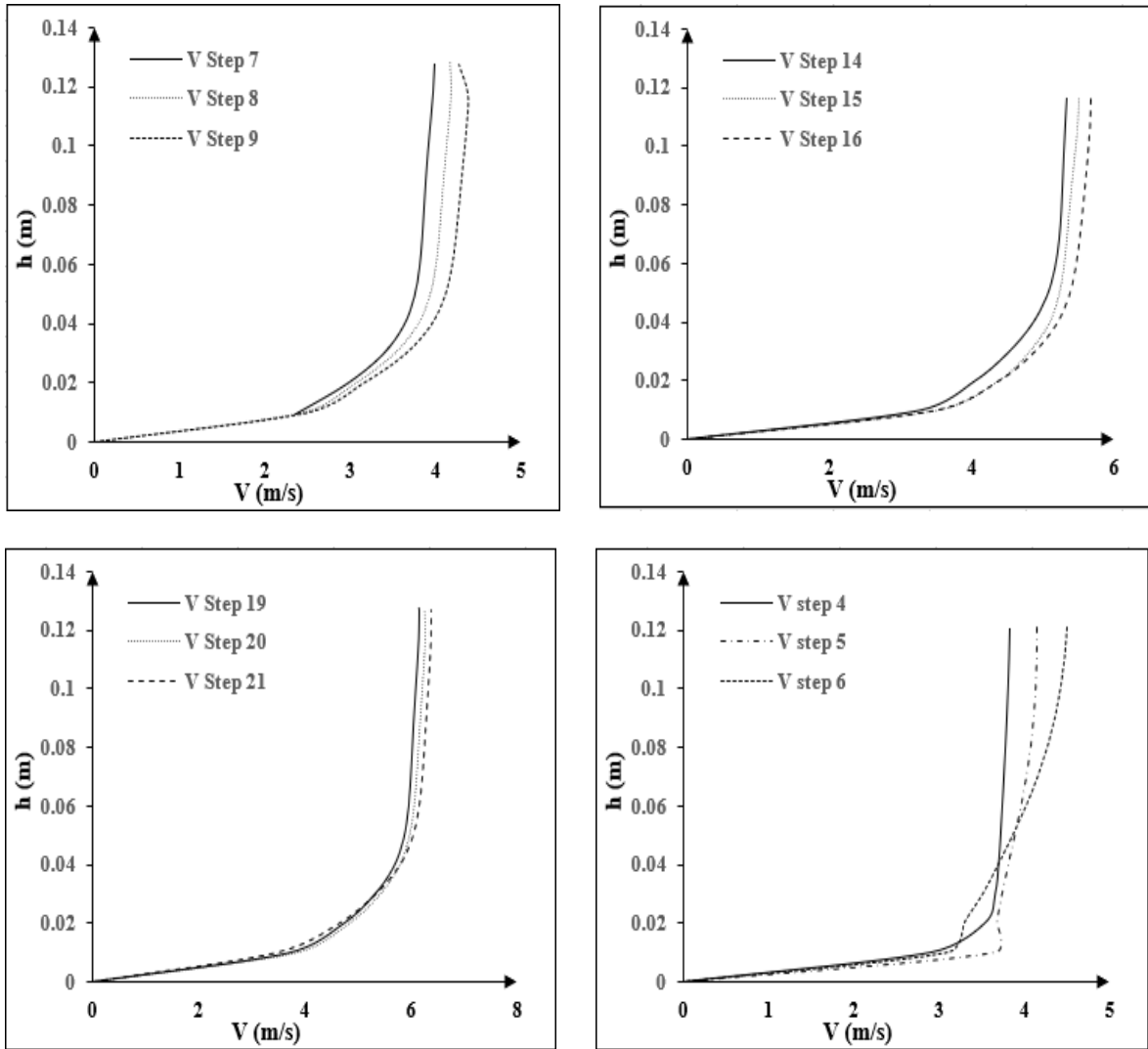


Figure 5.3a : Profils de vitesse sur les marches du modèle A : a) $q = 0.15\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 76\text{mm}$;
b) $q = 0.31\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 76\text{mm}$; c) $q = 0.47\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 76\text{mm}$; d) $q = 0.15\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$

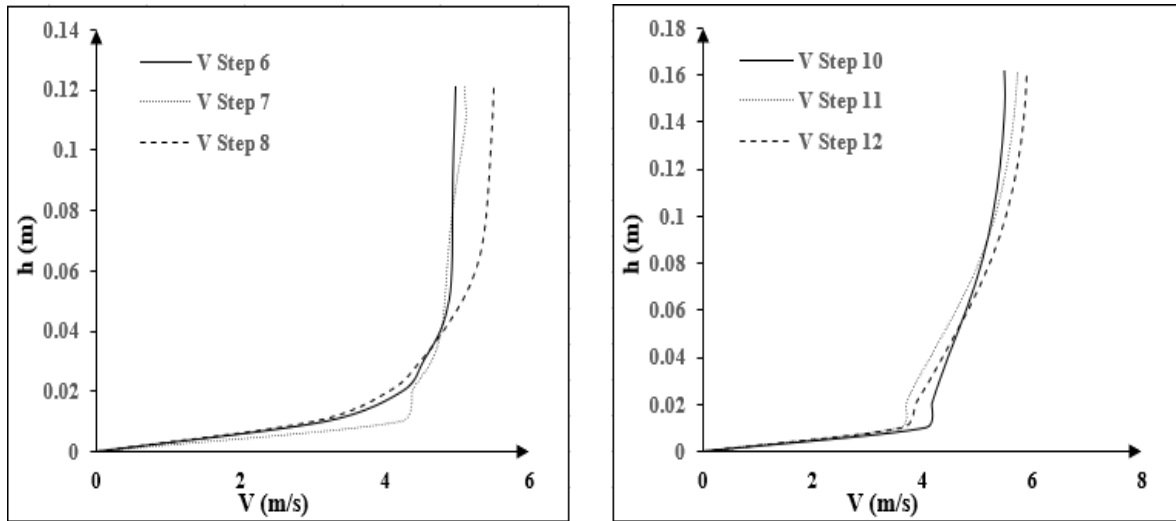


Figure 5.3b : Profils de vitesse sur les marches du modèle A : e) $q = 0.31\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$;
f) $q = 0.46\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 152\text{mm}$

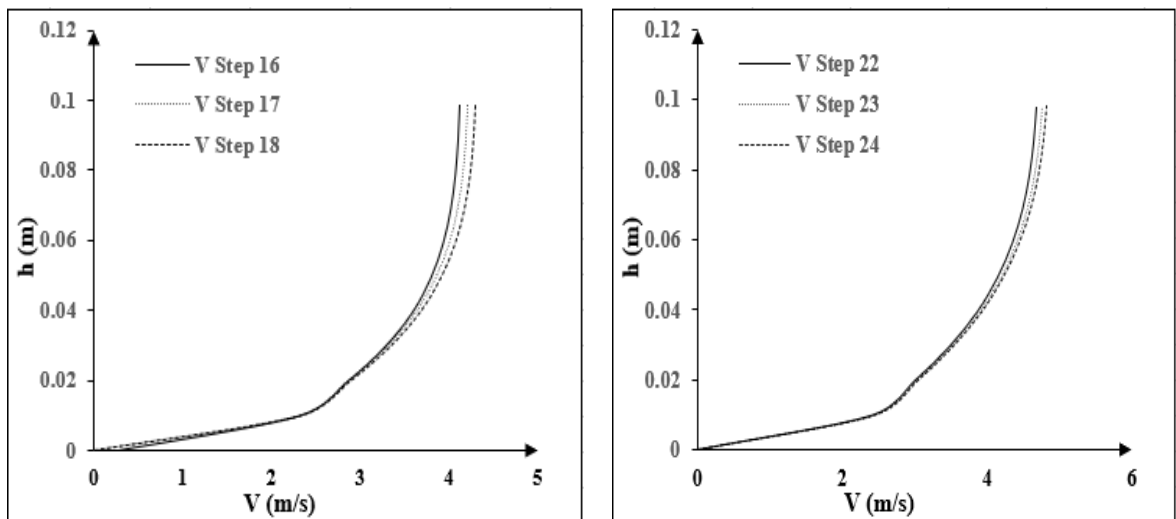


Figure 5.4a : Profils de vitesse sur les marches du modèle B : g) $q = 0.20\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$;
h) $q = 0.28\text{m}^2/\text{s}$ et $s = 38\text{mm}$

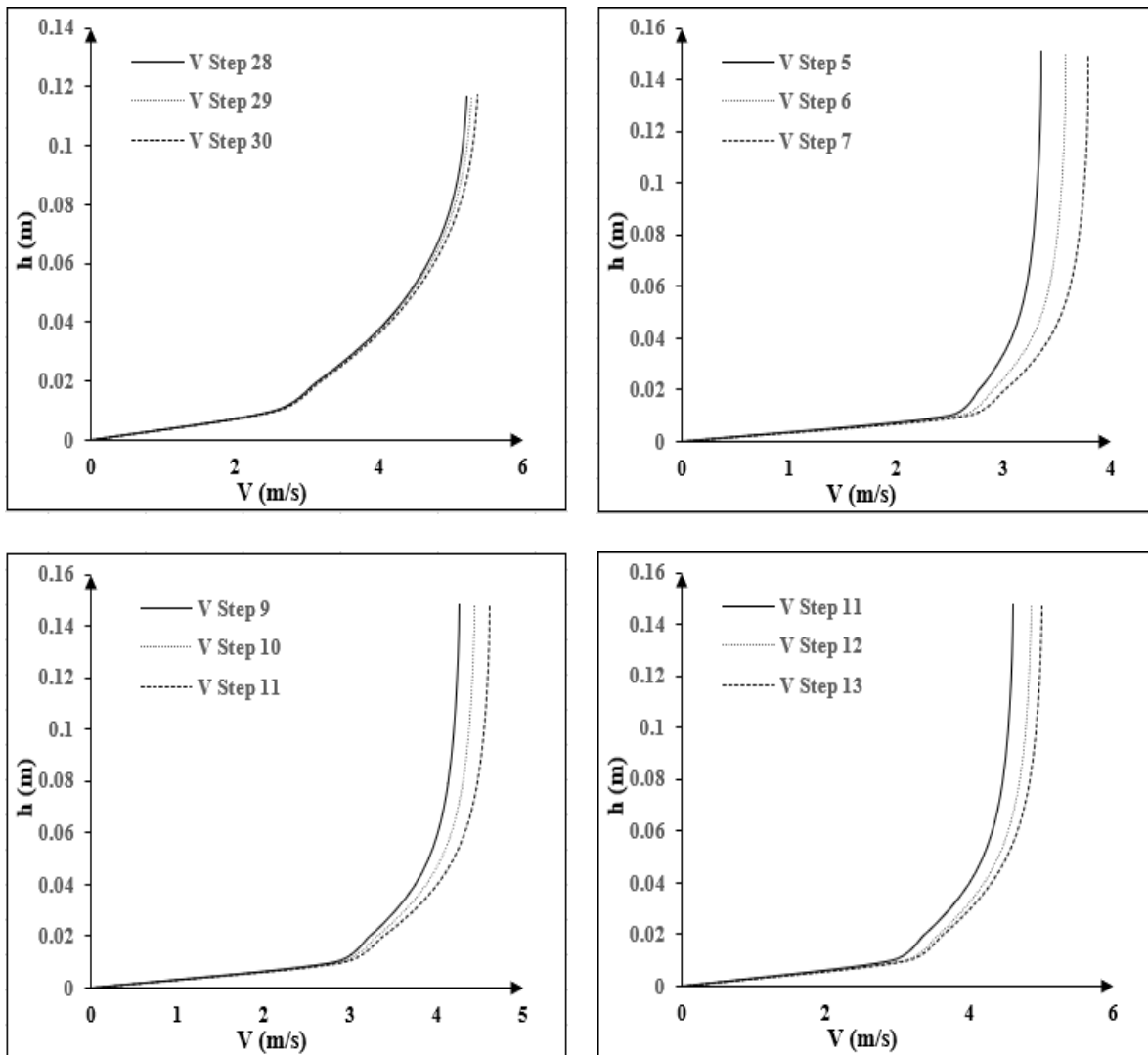


Figure 5.4b : Profils de vitesse sur les marches du modèle B : i) $q = 0.42 \text{ m}^2/\text{s}$ et $s = 38 \text{ mm}$; j) $q = 0.20 \text{ m}^2/\text{s}$ et $s = 152 \text{ mm}$; k) $q = 0.28 \text{ m}^2/\text{s}$ et $s = 152 \text{ mm}$; l) $q = 0.42 \text{ m}^2/\text{s}$ et $s = 152 \text{ mm}$

Le tableau 5-1 présente les équations empiriques 5-6 à 5-9 pour atteindre le point d'inception sur le déversoir en escalier. Les tableaux 5-2 et 5-3 comparent pour les modèles A et B, respectivement, la position du point d'inception définie par l'analyse des profils de vitesse obtenus par le modèle numériques et la distance calculée avec les formules empiriques présentées. Les figures 5.5 et 5.6 comparent les positions de points d'inception obtenues par le modèle numériques, les mesures expérimentales et les formules empiriques.

Tableau 5-1 : Équations utilisées pour déterminer la position du point d'inception

Numéro	Equation	Chercheur
5-6	$\frac{L_i}{K_s} = 9.719 * (\sin\theta)^{0.0796} * F^{0.713}$	<i>Chanson</i> (2001a)
5-7	$\frac{L_i}{K_s} = 5.19(F_*)$	<i>Hunt et al.</i> (2014)
5-8	$\frac{L_i}{K_s} = 6.75(F_*^{0.76})$	<i>Meireles et al.</i> (2012)
5-9	$\frac{L_i}{K_s} = 1.05 + 5.11 * F^*$	<i>Felder et al.</i> (2013)

Avec, L_i : Distance entre la crête de déversoir en escalier et le point d'inception ; $K_s = s \cos q$;
 s : La hauteur de la marche ; θ : Pente du déversoir ; F^* : Nombre de Froude en termes de hauteur
de rugosité ; q : Débit d'eau par unité de largeur m^2/s .

Tableau 5-2 : Comparaison de la position du point d'inception entre le modèle réduit A et le modèle numérique

	$q(m^2/s)$	Expérimental		Ansys Fluent®	
		Marche	Distance (m)	Marche	Distance (m)
s = 76mm $\alpha = 26.6^\circ$	0.15	8	1.36	8	1.36
	0.31	15	2.56	15	2.56
	0.47	20	3.41	20	3.41
s = 152mm $\alpha = 26.6^\circ$	0.15	3	1.02	5	1.70
	0.31	6	2.05	7	2.38
	0.46	8	2.73	11	3.74

Tableau 5-3 : Comparaison de la position du point d'inception entre le modèle réduit B et le modèle numérique

	$q \text{ (m}^2\text{/s)}$	Expérimental		Ansys Fluent®	
		Marche	Distance (m)	Marche	Distance (m)
$s = 38\text{mm}$ $\alpha = 14^\circ$	0.20	17	2.60	17	2.60
	0.28	22	3.50	23	3.65
	0.42	29	4.60	29	4.60
$s = 152\text{mm}$ $\alpha = 14^\circ$	0.20	6	1.87	6	1.87
	0.28	9	2.82	10	3.10
	0.42	12	3.76	12	3.76

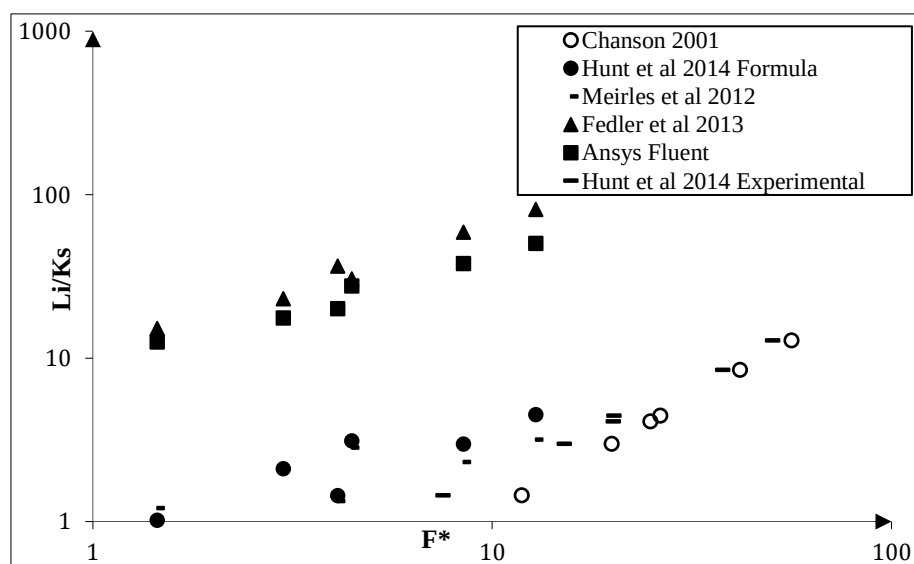


Figure 5.5 : Positions du point d'inception dans le modèle A (pente de 26,6°) calculées par différentes équations empiriques

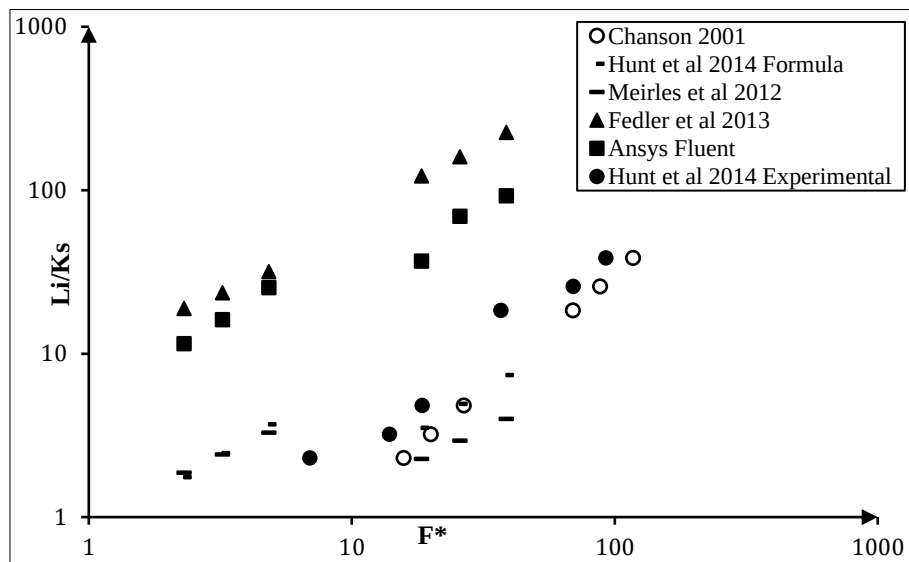


Figure 5.6 : Positions du point d'inception dans le Modèle B (pente de 14 °) calculées par différentes équations empiriques

Pour la pente 26.6°, la position du point d'inception calculée avec l'Eq. 5-6 est légèrement surestimée pour les faibles nombres de Froude et sous-estimée pour les grands nombres de Froude. Les valeurs obtenues avec l'équation 5-7 s'accordent très bien pour les faibles nombres de Froude, alors que pour les grands nombres, les prévisions sont sous-estimées par rapport à la formule précédente. L'équation 5-8 prédit les valeurs de la distance pour les grands nombres de Froude. Concernant la pente 14°, les équations 5-6 et 5-9 donnent un comportement similaire de la position du point d'inception, la distance pour les valeurs de points d'inception pour les faibles nombres de Froude est légèrement surestimée par la formule de Chanson alors que pour les grands nombres de Froude, les nombres sont sous-estimés. La formule de Felder permet de prédire les valeurs de distance pour les grands nombres de Froude.

Les résultats fournis par CFD sont en bon accord avec les données expérimentales dans les modèles A et B, cependant pour les différentes formules empiriques, les résultats sont sous-estimés pour les nombres de Froude intermédiaires.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une méthodologie pour prédire la position du point d'inception basé sur les résultats de CFD. Une série de débit de différente configuration en terme de la hauteur de marche et de la pente de la goulotte pour lesquels des données expérimentales sont disponibles, ont été simulées à l'aide du code commercial ANSYS Fluent[®] utilisant des équations de Reynolds 2D, un modèle $k-\epsilon$ RNG, une méthode VOF et un maillage structuré.

Nous avons validé les profils de vitesse en montrant une bonne conformité avec les données expérimentales disponibles à plusieurs endroits le long du déversoir, en particulier dans la zone non aérée. Nous avons analysé les profils de vitesse en plusieurs marches pour identifier où se produit le point d'inception. Nous comparons ensuite l'emplacement du point d'inception avec des données expérimentales et avec plusieurs formules empiriques présentées par différents chercheurs.

Les résultats obtenus en utilisant CFD montrent une meilleure concordance le long de la large gamme de débits que les formules disponibles qui prédisent et sous-prédisent pour une certaine gamme de nombres de Froude.

Cette méthodologie qui s'est avérée satisfaisante avec deux pentes différentes (14.0° et 26.6°), avec des dimensions de marche différentes et dans une large plage de débits.

6. ANALYSE DE L'APPARITION D'UN REGIME EXTREMEMENT TURBULENT EN ALTERNANCE

6.1 Introduction

L'écoulement sur les déversoirs en marche d'escalier (SP) peut se produire sous trois régimes différents : i) écoulement en nappe, ii) écoulement de transition et iii) écoulement extrêmement turbulent. De récentes recherches expérimentales et numériques sur les écoulements dans les canaux en escalier se sont concentrées sur le régime extrêmement turbulent, qui reste le régime le plus courant dans la pratique.

Des recherches antérieures décrivent le régime d'écoulement extrêmement turbulent : Où l'eau coule comme un flot cohérent et parallèle au fond virtuel, formé par les coins des marches. Contrairement au cas de l'écoulement en nappe, aucune poche d'air n'est présente sous les jets. Des zones de recirculation se développent dans les niches triangulaires, formées par les faces des marches et le fond virtuel, remplissant ainsi les cavités entre l'écoulement principal et les marches.

Dans le régime d'écoulement extrêmement turbulent, il y a deux sous-régimes : le SK1 et le SK2 (*Meireles et al., 2014*), (*Toro et al., 2016*). Ces sous-régimes SK1 et SK2 sont décrits comme suit :

SK1 : la couche de mélange n'atteint pas la fin de la marche ; une zone de sillage est formée en aval de chaque bord des marches, avec un vortex de recirculation en dessous. La surface libre est ondulante.

SK2 : le sillage et le vortex de recirculation s'étendent presque sur la longueur de la marche, ce qui interfère parfois avec la formation du sillage sur la marche suivante. La surface libre est presque parallèle au pseudo-fond et elle n'a pas beaucoup l'influence de ce sous-régime.

Ces sous-régimes peuvent former un régime extrêmement turbulent alterné, lorsqu'une combinaison de : la nature du l'écoulement et / ou des caractéristiques dimensionnelles du déversoir en escalier se réunie.

Bung et ses collaborateurs (2013) ont étudié le comportement des écoulements sur deux installations avec des marches en escalier de différentes largeurs allant de 0.30 m à 0.50 m. Ils ont montré que le régime d'écoulement extrêmement turbulent en alternance existe seulement dans le modèle de largeur 0.50 m qui n'est pas visible sur le modèle de 0.30 m de largeur.

Dans ce chapitre, notre objectif est de répondre à deux questions importantes inspirées des précédentes recherches. Quelle est la largeur critique pour ce régime alternatif ? Et comment se passe cette transition ?

Afin de répondre à ces questions, nous avons validé les modèles numériques 3D construits sous Ansys Fluent®, sur la base de travaux expérimentaux réalisés sur deux installations différentes, avec des déversoirs en escalier présentant les mêmes caractéristiques, SSW0.50 et SSW0.30. Ensuite, nous avons construit sept (07) modèles numériques similaires avec des largeurs différentes :

SSW0.10 (0.10m), SSW0.20 (0.20m), SSW0.30 (0.30m), SSW0.35 (0.35m), SSW0.40 (0.40m), SSW0.50 (0.50m), SSW0.60 (0.60m), afin d'identifier les largeurs pour lesquelles le régime extrêmement turbulent en alternance se produit.

6.2 Simulation numérique, géométries et maillage, convergence et conditions aux limites

Le domaine de calcul est différent pour les deux modèles : SSW0.50 et SSW0.30 la hauteur, la longueur ainsi que la pente des marches sont identiques, mais la largeur de SSW0.30 est plus étroite que celle de SSW0.50.

Le maillage structuré est beaucoup plus facile à générer, en utilisant une géométrie multi bloc. Cette technique consiste à diviser les domaines de calcul en plusieurs compartiments, de mailles séparées, en formes géométriques simplifiées. L'avantage de ce type de maillage est la réduction du nombre d'éléments utilisés. Ce qui présente un nombre inférieur de mailles par rapport à un maillage non structuré équivalent. Il réduit les risques d'erreurs numériques dues à la diffusion numérique, si l'écoulement est aligné avec le maillage. Le seul inconvénient est qu'il est difficile à générer dans le cas d'une géométrie complexe (**Boudjeris, 2011**)

Pour toutes ces raisons, un maillage hexaédrique rectangulaire à structure statique est considéré comme le meilleur choix pour cette étude.

Un maillage structuré constitué d'éléments rectangulaires de rapport de forme 4/3 a été utilisé. Trois mailles différentes : N_1 ($0.01 \times 0.01 \text{ m}^3$), N_2 ($0.012 \times 0.012 \text{ m}^3$), N_3 ($0.015 \times 0.015 \text{ m}^3$) sont testées afin d'étudier l'effet de maillages sur les résultats. Les différents maillages sont créés à l'aide des outils de maillage Modeler d'Ansys Fluent.

Le maillage N_1 contient 6.528.000 cellules, tandis que les maillages : N_2 et N_3 contiennent 2.754.000 et 816.000, respectivement. Nous adoptons la procédure du **Celik et al.** (2008) pour l'évaluation de la finesse du maillage.

Selon les résultats de l'indice de convergence du maillage (GCI), qui mesure la convergence du maillage le plus fin pour une solution du maillage indépendant, en pourcentage. Les valeurs de GCI_{21} 8.22% et de GCI_{32} 36.73%, démontrent la fiabilité des résultats pour N_3 ($0.01 \times 0.01 \text{ m}^3$) (Figure 6.1).

Pour la discrétisation de l'équation de quantité de mouvement et de l'énergie cinétique turbulente, nous avons choisi le schéma de second ordre.

Le couplage vitesse-pression a été obtenu en utilisant l'algorithme de phase couplée SIMPLE. La masse volumique et la viscosité cinématique à 15°C sont : $\rho_w = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ et $\nu_w = 10^{-6} \text{ s}^2$ respectivement.

Pour l'air, les valeurs sont $\rho_a = 1.20 \text{ kg/m}^3$ et $\nu_a = 10^{-6} \text{ s}^2$. La tension superficielle est égale à 0.072 kg s^{-2} . Les conditions aux limites utilisées sont présentées dans la figure 3.2.

Les variables du modèle de vitesse et de turbulence sont calculées en fonction de la formulation de la fonction de paroi (comme indiquée sur la figure 3.2).

Afin d'éviter au modèle de devoir résoudre les régions les plus basses des couches limites, des fonctions de paroi standard sont utilisées. Ces fonctions sont imposées comme conditions aux limites sur les zones proches des parois afin d'éviter l'utilisation de mailles trop fines.

Les conditions initiales prises en compte pour la simulation assurent un débit d'eau d'une hauteur (h) de 0.1 mm, avec une vitesse de 0.7 ms^{-1} . Pour la fraction volumique, nous avons imposé à t_0 : $\alpha = 1$ pour l'eau et $\alpha = 0$ pour l'air.

La solution en régime permanent est obtenue après un temps moyen de 22 secondes. En utilisant un pas de temps variable, pour assurer la compatibilité avec le nombre de Courants requis seuil.

Cet état est identifié à partir des critères selon lesquels les variables : k , ε fraction volumique et masse sur le domaine, ont été maintenues presque constantes dans le temps (au-dessous d'une tolérance spécifiée 10^{-6} pour tout le résidu), lorsque l'équilibre entre l'entrée et la sortie est moins de 1% du plus petit flux à travers la limite du domaine.

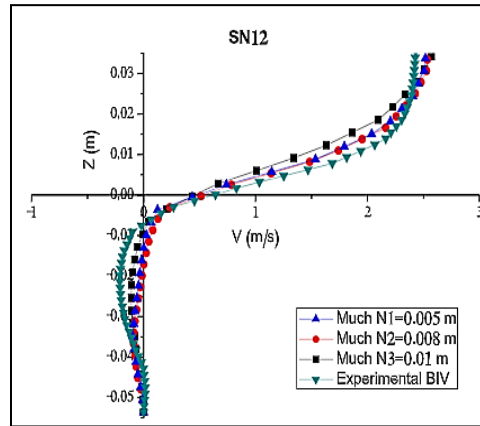


Figure 6.1 : Test dépendance de maillage

6.3 Validations du Modèle

La hauteur d'eau est mesurée avec un capteur ultrasons de la première marche à la dix-neuvième marche. Nous avons utilisé la méthode de **Bung** (2013) pour le processus de filtrage du signal acoustique. Cette méthode est assez fiable dans les zones : aérées et non aérées. La méthode de détection de la surface libre est décrite dans les recherches antérieures des auteurs **Lopes et al.** (2015) et **Bung** (2011a). Ils ont validé le modèle numérique avec les données de mesures expérimentales des profondeurs d'écoulement h (m) et des profils de vitesse avec BIV, comme décrit précédemment dans le chapitre 5.

La Figure 6.2 montre les niveaux d'eau calculés et les hauteurs d'eau mesurées, au bord des marches : 1 à 19. La position de la surface de libre est représentée par un isocline $\alpha = 0.7$ dans la région non aérée, et de 0.1 dans la région aérée ; recommandée par (**Felder & Chanson, 2013**).

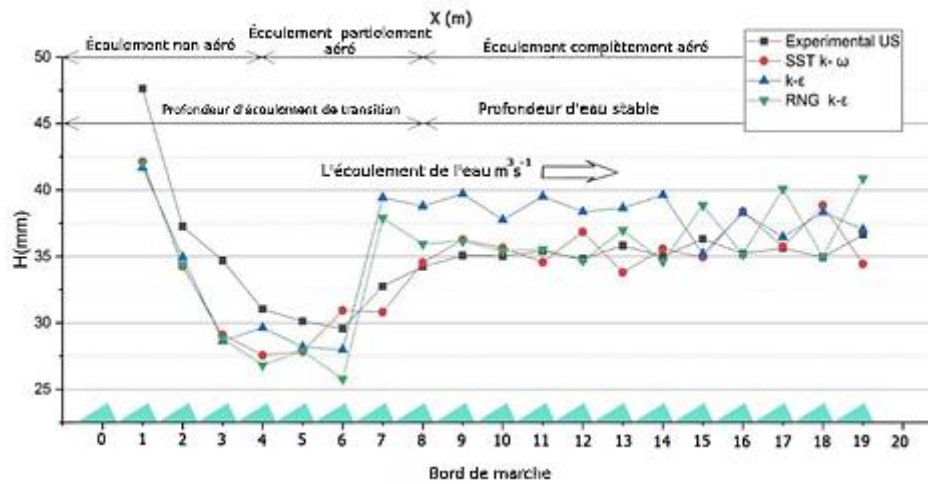


Figure 6.2 : Comparaison entre les niveaux d'eau moyens mesurés expérimentalement avec les capteurs ultrason à chaque bord de marche et les niveaux d'eau calculés numériquement avec différents modèles turbulents.

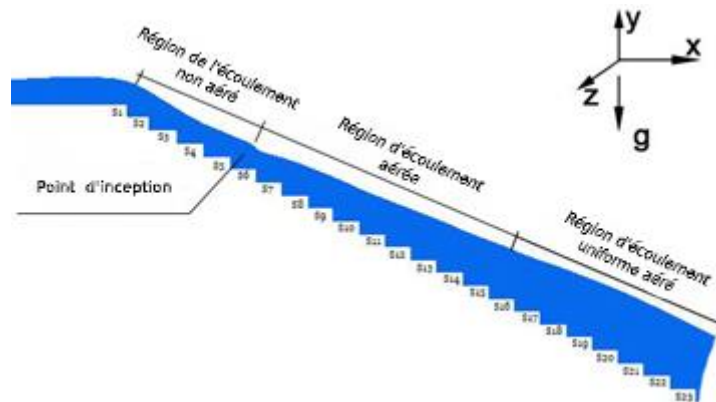


Figure 6.3 : Le domaine de calcul de SSW0.50 et la position du point d'inception.

A travers la Figure 6.3, nous avons remarqué que jusqu'à la marche 5 (zone non aérée), les résultats des trois modèles de turbulence $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$ et SST $k-\omega$ sont compatibles avec les mesures expérimentales obtenues par le capteur. La profondeur de l'écoulement diminue progressivement, de la crête à 48 mm pour devenir constante et à peu près égale à 32 mm aux marches 5 et 6. Nous nous sommes rendu compte qu'à la marche 5 l'écoulement commence à être biphasique et la profondeur d'eau augmente à cause de l'entraînement d'air (Figure 6-2). De la marche 8 à la marche 19, l'écoulement est entièrement aéré, du fait que la profondeur moyenne de l'écoulement ainsi que l'amplitude des ondes sont maintenues presque constantes. Le modèle SST $k-\omega$ donne d'excellents résultats par rapport aux deux modèles de turbulence $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$. Le modèle $k-\epsilon$ sous-estime la profondeur de l'eau, en particulier sur les marches 13 à 19.

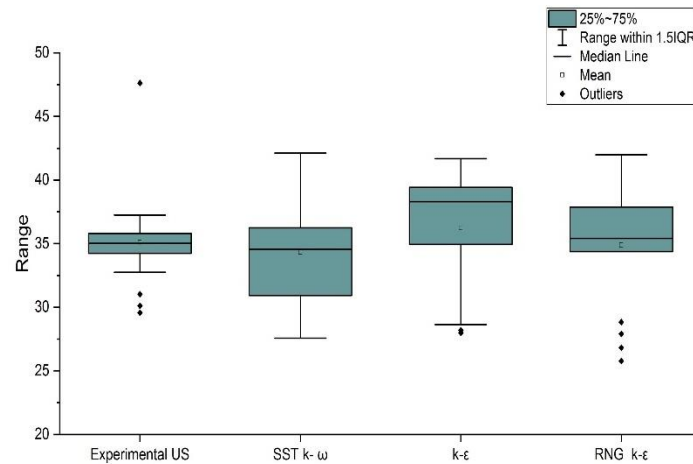


Figure 6.4 : Validation des niveaux d'eau moyens mesurés expérimentalement avec les modèles de turbulence : $k-\omega$ SST $k-\omega$, $k-\epsilon$ et RNG $k-\epsilon$.

La Figure 6.4 présente la comparaison des résultats des modèles numériques utilisés lors de la simulation. Ces résultats ont été comparés aux données mesurées expérimentalement. Les résultats des modèles ont permis de constater une légère différence entre les résultats du modèle SST $k-\omega$ et les résultats expérimentaux, avec une précision de 90%. Ce qui s'explique par la meilleure combinaison des deux formulations RANS. Elle tire aussi avantage de la précision et de la robustesse du modèle $k-\omega$ dans la zone proche de la paroi, tandis que la région de surface libre, c'est-à-dire la partie extérieure de la couche limite, est simulée avec une formulation à nombre de Reynolds élevé du modèle $k-\epsilon$.

Cela signifie que le modèle $k-\omega$ calcule la turbulence générée par les tourbillons sur les marches du déversoir en escalier (pour plus de détails, reportez-vous au chapitre 3).

L'analyse de la phase d'étalonnage n'assure pas les capacités prédictives d'un modèle, la phase de validation doit également être testée de manière statistique. Les résultats des modèles ont été vérifiés par des tests statistiques. La méthode des erreurs moyennes RMSE a été choisie comme critère de validation pour mieux évaluer la précision du modèle (**Power, 1993**).

$$\text{Où, } \frac{RMSE}{\bar{y}} = \sqrt{\frac{\sum (y - \hat{y})^2}{n}}$$

avec, y : Valeur observée ; $\hat{y}$: Valeur simulée ; $\bar{y}$: Moyenne des observations et n = nombre d'observations.

Les tableaux 6-1 et 6-2 présentent l'évaluation statistique des valeurs du RMSE des modèles de l'étalonnage. L'évaluation statistique des phases : d'étalonnage et de validation donnent des résultats similaires, pour les différents critères. Ce qui est confirmé par la méthode RMSE. Ce critère numérique ~~test~~ confirme l'analyse visuelle des résultats. Les valeurs simulées et celles mesurées sont relativement proches, ce qui mis en valeurs les capacités prédictives-du modèle.

Tableau 6-1 : Analyse de la surface libre en zone non aérée.

	SST $k-\omega$	$k-\varepsilon$	RNG $k-\varepsilon$
RMSE	2.677	3.712	3.141

Tableau 6-2 : Analyse de la surface libre en zone aérée

	SST $k-\omega$	$k-\varepsilon$	RNG $k-\varepsilon$
RMSE	1.600	3.070	2.184

La Figure 6.5 illustre la comparaison entre les profils de vitesse avec la technique BIV, et les profils obtenus numériquement, compris entre la marche 6 et la marche 13. Les valeurs numériques et les données expérimentales sont en bonnes corrélation par exemple, le RMSE de la vitesse moyenne à la marche 13 est de 4.4, 4.7 et 4.8%, respectivement pour $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$ et SST $k-\omega$.

Un écart par rapport aux mesures du BIV est observé sur les marches 8 et 9 (figure 6.5 a, b). Lorsque l'épaisseur de la couche limite est plus petite dans les simulations effectuées au cours de cette marche, la vitesse de « surface libre » est sous-estimée par les résultats numériques d'environ 5%, ce qui est très acceptable.

En ce qui concerne le modèle RNG $k-\varepsilon$, (Yakhot & Smith, 1992), sa formulation diffère principalement de celle du modèle $k-\varepsilon$ Standard par la valeur des paramètres, qui sont déduits des techniques de renormalisation. Ces modifications semblent améliorer les résultats du modèle. Selon **Bradshaw et al.** (1996), le modèle RNG $k-\varepsilon$ " est le modèle le plus utilisé dans les applications hydrauliques. D'autres auteurs affirment également que ce modèle offre de meilleures performances pour les écoulements tourbillonnaires que le modèle $k-\varepsilon$ Standard (**Bombardelli et al., 2011**), (**Pope et al., 2000**), (**Yakhot et al., 1992**).

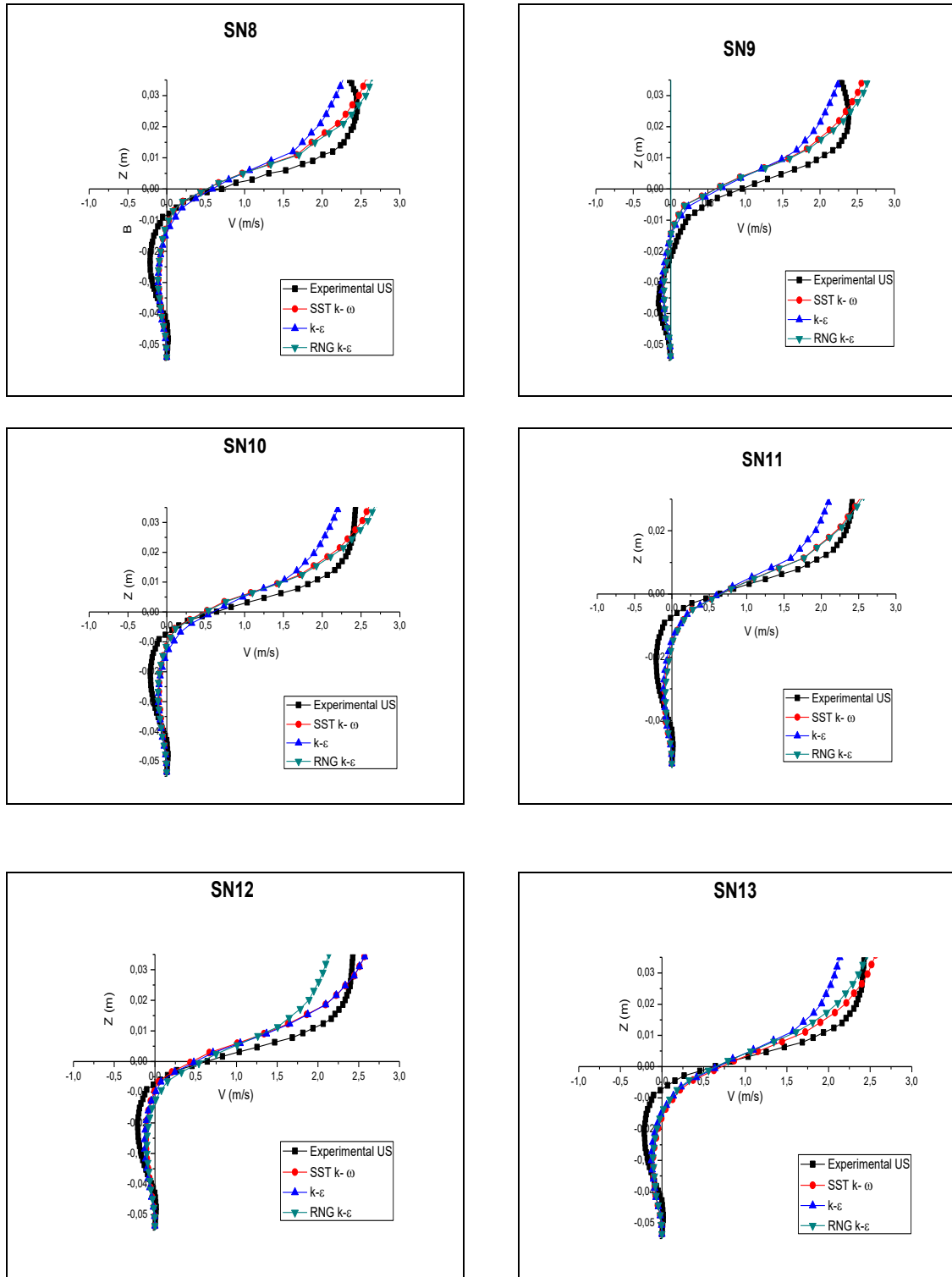


Figure 6.5 : Profils de vitesse numériques aux bords des marches (SN) 6 à 13 avec différents modèles de turbulence.

6.4 Résultats et discussions

6.4.1 La surface libre

L'analyse de l'écoulement extrêmement turbulent en alternance est effectuée entre les marches : 01 et 28. La Figure 6-6 présente le comportement de la surface libre transversalement sur tous les modèles mentionnés précédemment. La surface libre est quasi stable dans SSW0.10, SSW0.20, SSW0.30 et SSW0.35 sur toutes les marches, nous pouvons noter qu'il y a une diminution progressive de la profondeur de l'eau, qui est considérée comme le principal avantage de la sécurité de l'utilisation des déversoirs en escalier. Mais on peut facilement en conclure que dans le modèle SSW0.40 la surface libre sur l'axe z , étant simplement lisse dans la première et deuxième marche. Contrairement à la troisième marche, nous constatons une faible fluctuation de la forme de la surface libre, qui devient plus irritante lorsque le courant circule sur les marches.

Concernant le modèle SSW0.40, l'intensité de la fluctuation est en forme de cloche au centre de l'écoulement. En ce qui concerne les modèles SSW0.50 et SSW0.60, la fluctuation atteint une intensité avancée, dans laquelle plusieurs formes en forme de cloche sont constituées.

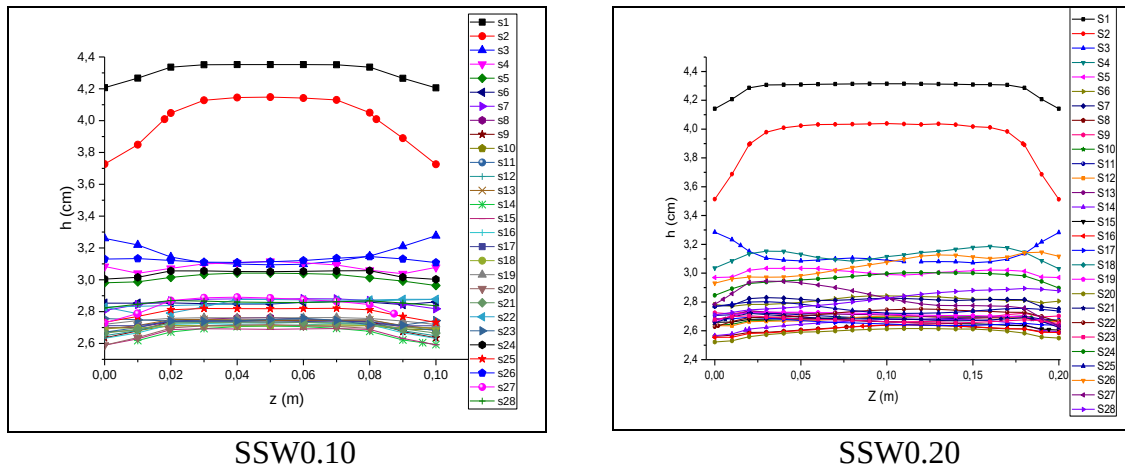


Figure 6.6a : Profils de la surface libre sur l'axe Z avec SST $k-\omega$ pour différentes configurations du modèle SSW0.10, SSW0.20

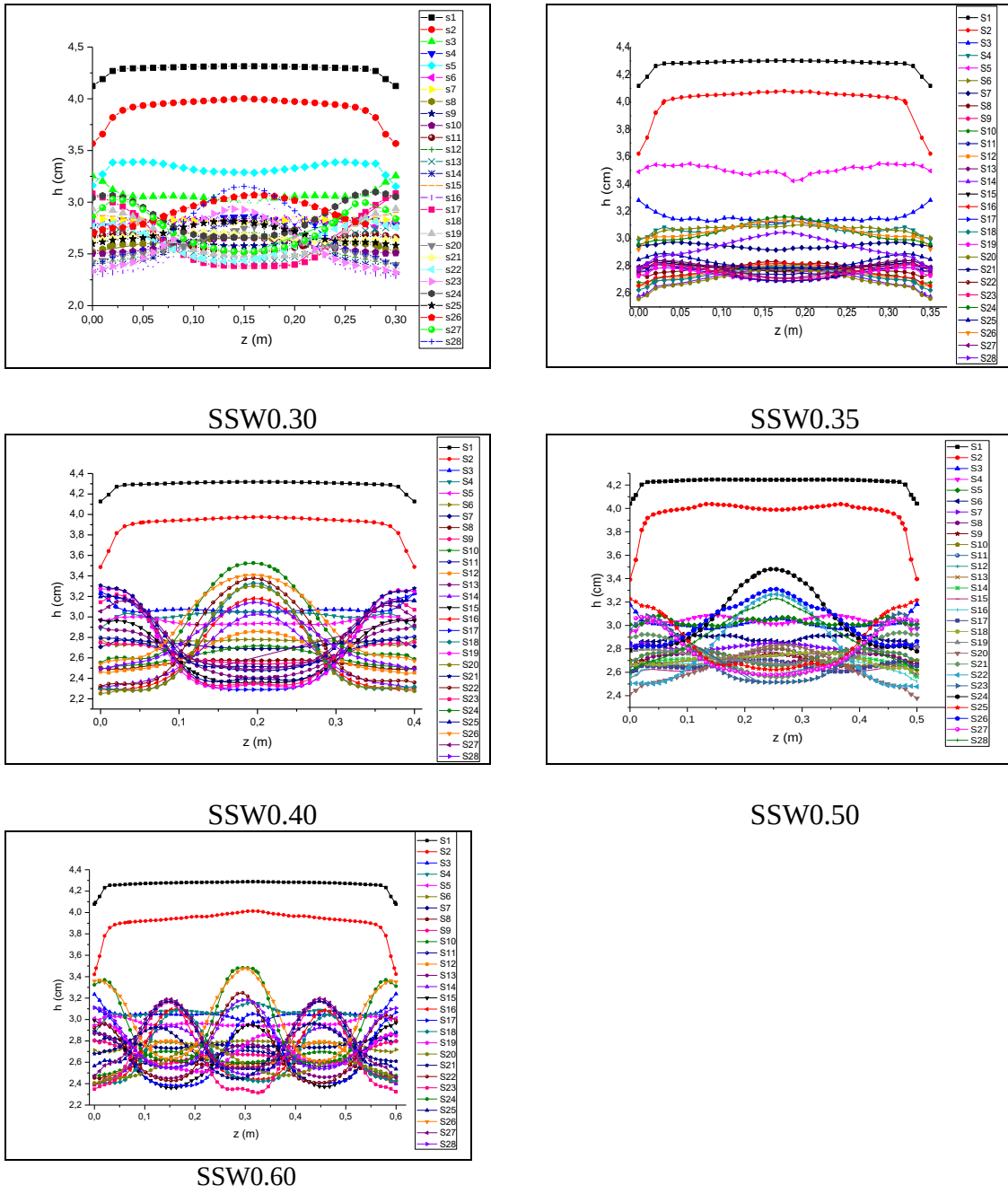


Figure 6.6b : Profils de la surface libre sur l'axe Z avec SST $k-\omega$ pour différentes configurations du modèles SSW0.30, SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60

6.5 La Vitesse

Cette section montre la vitesse d'écoulement longitudinale sur le déversoir en escalier de la marche 1 à la marche 19.

La Figure 6.7a.b présente une comparaison des vitesses modélisées (tournées à 45 ° dans le sens anti-horaire) à $Z = Z_{\max}/\alpha$ [m]. Dans lequel sur SSW0.10, $Z_1 = 0.025$ [m], $Z_2 = 0.05$ [m], et pour le reste des modèles, nous présentons la comparaison de la vitesse par $Z_{\max}/\alpha$ [m].

Les vitesses présentées ci-dessus sont la projection de U (m/s) sur le plan XY . Les lignes de contour délimitent les catégories de vitesse adimensionnelle indiquées sur l'étiquette à côté des Figures. La distribution de vitesse ne change pas le long de la section transversale.

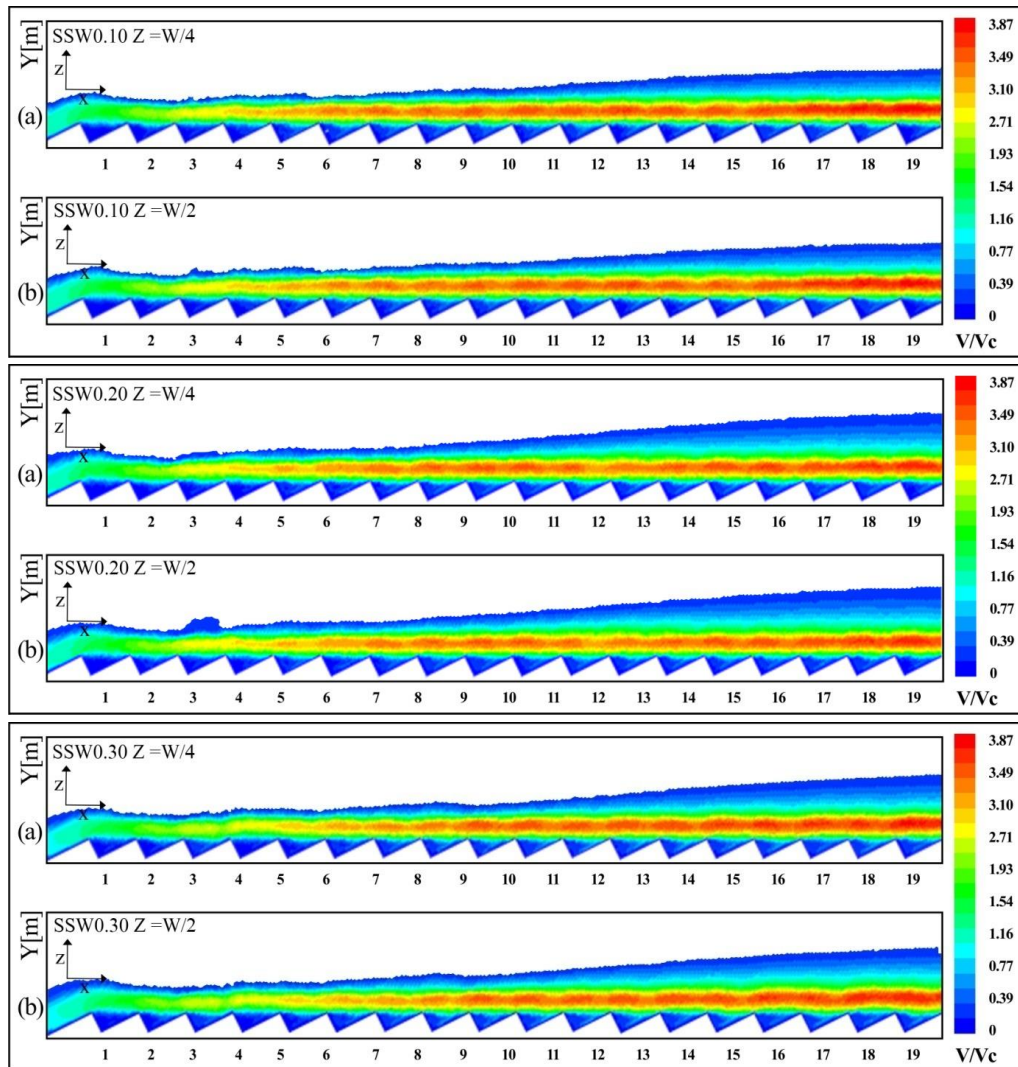


Figure 6.7a : Distribution de vitesse pour les différents modèles SSW0.10, SSW0.20, SSW0.30

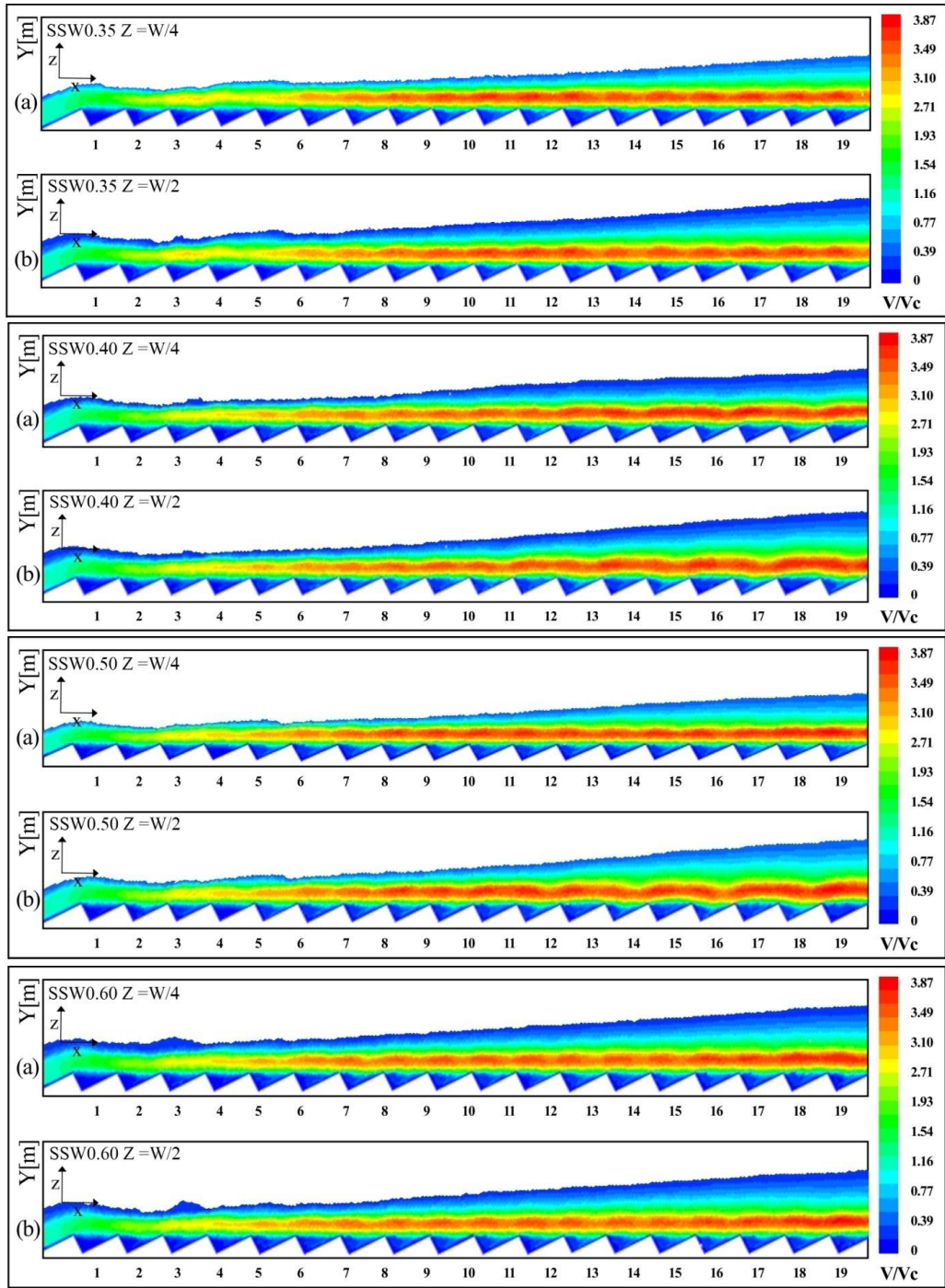


Figure 6.7b : Distribution de vitesse pour les différents modèles SSW0.35, SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60

6.6 Les statistiques de la turbulence

Une énergie cinétique turbulente (TKE) se forme dans les déversoirs à cause du fort gradient de vitesse. La Figure 6.8a.b montre l'énergie cinétique turbulente obtenue numériquement pour les différentes installations de déversoir en escalier.

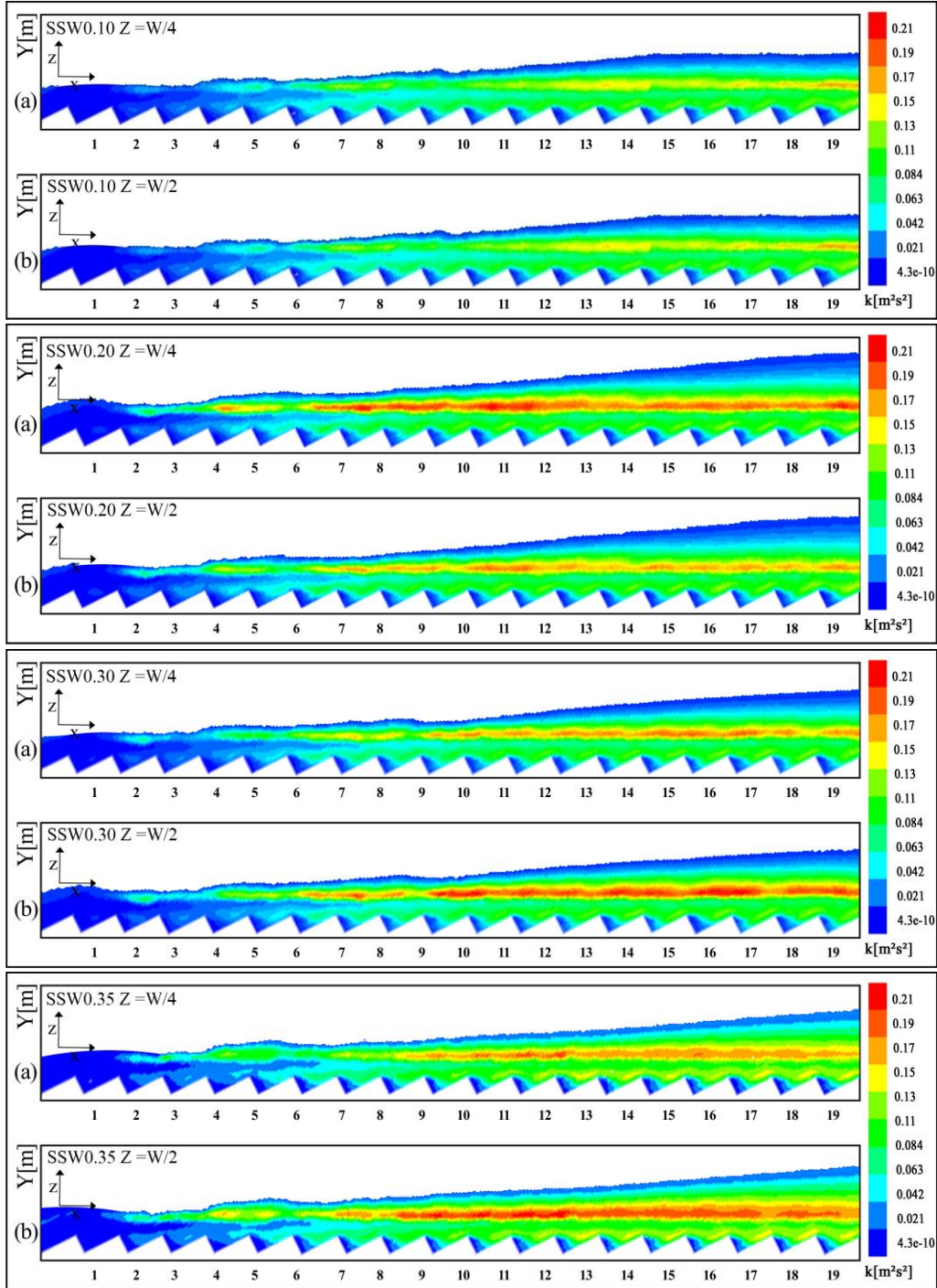


Figure 6.8a : Energie cinétique turbulente pour les différents modèles SSW0.10, SSW0.20, SSW0.30, SSW0.35

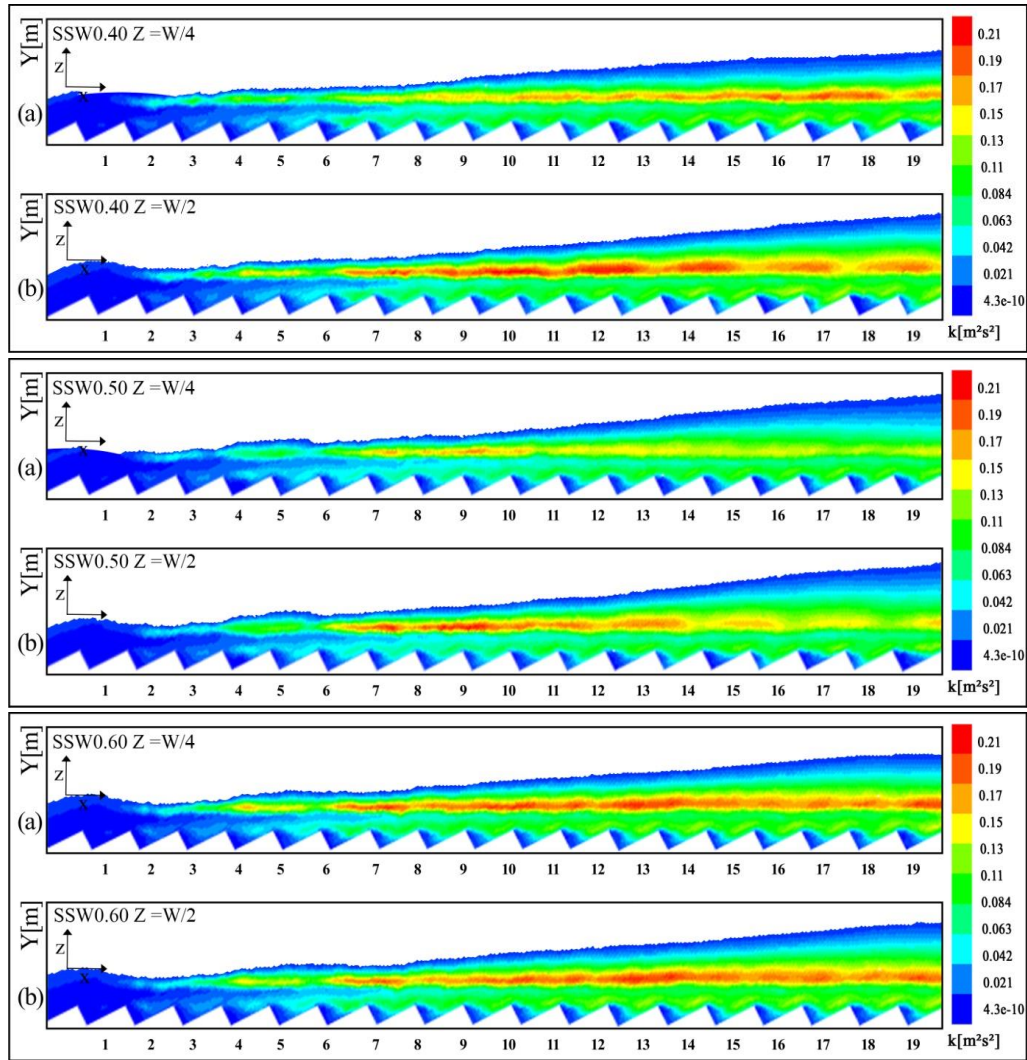


Figure 6.8b : Energie cinétique turbulente pour les différents modèles SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60

6.7 Répartition de la pression sur les marches calculées selon les différentes configurations

Les figures 6.9 à 6.15 mettent en évidence les distributions de pression sur les marches, pour les différents modèles mentionnés précédemment. Dans la configuration SSW0.10 et SSW0.20 (Figures 6.9 et 6.10), la distribution de pression est uniforme sur toute la largeur du modèle. Nous avons aussi observé une augmentation de la pression dans le sens de l'écoulement.

La répartition de la pression reste régulière dans la configuration SSW0.30 (Figure 6.11), sur toutes les marches avec une légère augmentation au milieu de la dernière marche (marche 19). La figure 6.12 illustre les deux types de distribution de pression dans le modèle SSW0.35. Le premier présente une distribution uniforme le long des marches sur les axes x (sens d'écoulement) et z (largeur du déversoir), ce type de distribution apparaît sur les marches de 1 à 5. Le deuxième type apparaît sur les marches restantes de 6 à 19, où nous remarquons une distribution irrégulière sur l'axe des z et aussi sur l'axe des x . La figure 6.13 indique le type de

distribution de pression dans le modèle SSW0.40, sur l'ensemble des marches de 1 jusqu'à 11. Une bande de pression était comprise entre 375 et 450 Pa. Sur la marche 12, nous avons remarqué le démarrage d'un écoulement extrêmement turbulent alterné, où il apparaît évident que les bandes de pression apparaissent des deux côtés de la marche et parfois au centre de la marche, avec une augmentation progressive de l'intensité pour atteindre le maximum de 1168 Pa à la marche 19.

La Figure 6.14 représente la configuration SSW0.50, et la Figure 6.15 la configuration SSW0.60. Nous observons que le régime d'écoulement a commencé plutôt que pour les autres configurations. Nous concluons qu'il existe une relation entre la largeur du canal et le début de l'écoulement extrêmement turbulent alterné.

Par exemple, nous constatons que l'écoulement extrêmement turbulent alternatif commence à apparaître dans l'ordre suivant, marche 11, marche 8, marche 7 pour SSW0.40, SSW0.50 et SSW0.60.

Nous concluons l'augmentation de la largeur des déversoirs, le régime d'écoulement extrêmement turbulent en alternance commence plutôt.

6.8 Discussion

La Figure 6.6a.b représente la présentation numérique de la profondeur de l'eau, au sens transversal. Les Figures indiquent clairement que dans les modèles des largeurs supérieures à 0.30 m (SSW0.35, SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60) il y a une oscillation dans le niveau de surface libre l'élargissement du déversoir. Dans le modèle SSW0.35, une oscillation s'est produite avec une diminution de 10% de la charge sur les marches.

Cependant, cette modification augmente progressivement avec SSW0.50, SSW0.60 pour atteindre $\pm 55\%$.

Dans le modèle SSW0.30, l'écoulement est uniformément réparti dans la direction transversale du canal. La Figures 6-7a.b montre la distribution de la vitesse dans le plan central des modèles et les distances du centre en $Z_{\max}/4$ et $Z_{\max}/4$.

D'un point de vue général, on peut remarquer que la vitesse à la surface libre augmente avec la distance à la crête de déversoir en escalier, passant de 0.7 m/s à un maximum de 2.98m/s. Dans le profil de vitesse SSW0.50a, les vortex sont présents dans les cavités des marches 5, 7, 9, 17 et 19.

Par contre dans le profil de vitesse SSW0.50b, on peut observer un grand vortex qui occupe toute la cavité des marches 7, 9, 15 et 18. Ceci représente un régime SK2.

Sur les marches 16, 17 et 18, l'écoulement n'atteint pas le bord de la marche, au lieu de cela, il rentre en collision avec la marche, créant un saut d'eau qui forme un régime SK1.

Dans les modèles SSW0.50 et SSW0.60, le régime d'écoulement SK1 apparaît sur les marches impaires, tandis que SK2 apparaît maintenant sur les marches paires.

Les profils calculés de modèle SSW0.30 ne montrent pas l'écoulement extrêmement turbulent en alternance, ni longitudinalement ni transversalement (SSW0.30a, SSW0.30b). Un régime SK1 trouvé sur l'ensemble de la structure SSP0.30 est équivalent au SK1 trouvé dans SSP0.50.

L'énergie cinétique turbulente se produit généralement dans la cavité de marche. Les profils numériques montrent une augmentation de l'énergie cinétique avec la distance à la crête de déversoir en escalier, ce qui est en fait le résultat du développement de la couche limite.

L'énergie cinétique turbulente augmente dans la direction de la surface libre jusqu'au bord de la 5ème marche (point d'auto-aération/point d'inception).

Les valeurs élevées d'énergie cinétique sont les effets significatifs du gradient de vitesse. L'existence d'un régime SK2 sur les marches impaires SSW0.40, SSW0.50, SSW0.60 explique pourquoi les valeurs de l'énergie cinétique turbulente restent élevées et proches des arêtes des marches ($Y = 0.45\text{m}^2\text{s}^{-2}$). L'écoulement de l'eau chute fortement à la fin de la marche. Le vortex formé en dessous est créé par la conversion de l'énergie de la surface libre occupera toute la cavité. Des vitesses plus élevées seront trouvées par rapport au régime SK1. Sur les mêmes marches, l'eau prend moins de dynamique et s'écrase sur la base de marche.

Felder & Chanson (2013) ont également trouvé différentes valeurs d'échelles intégrales de temps et de longueur turbulentes dans la région d'écoulements pour différentes largeurs de canal.

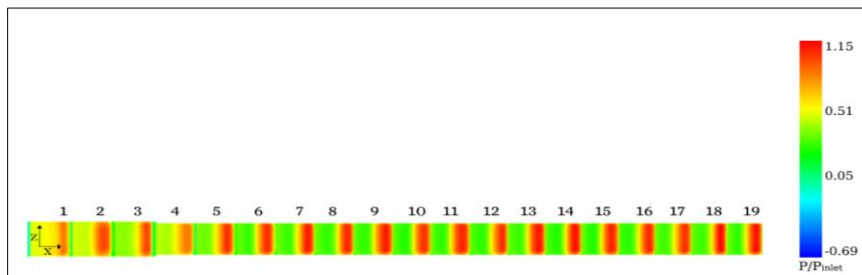


Figure 6.9 : Le modèle de pression SSW0.10 m avec le modèle de turbulence SST k- ω

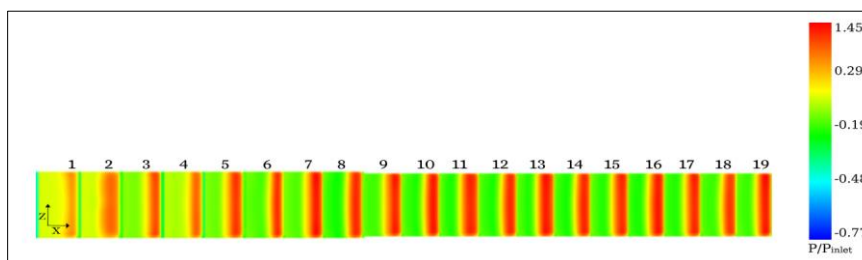


Figure 6.10 : Le modèle de pression SSW0.20 m avec le modèle de turbulence SST k- ω

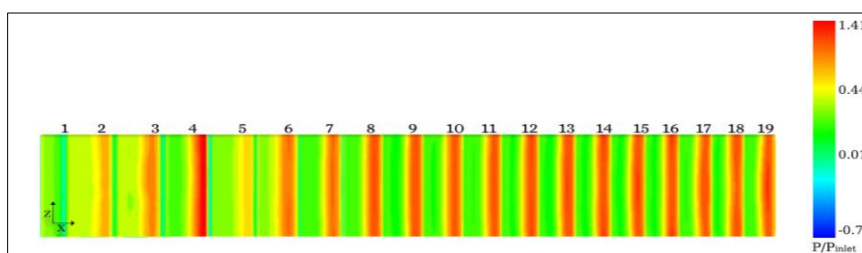


Figure 6.11 : Le modèle de pression SSW0.30 m avec le modèle de turbulence SSTk- ω

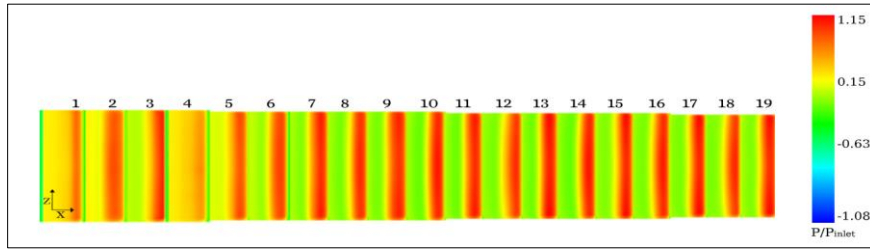


Figure 6.12 : Le modèle de pression SSW0.35 m avec le modèle de turbulence SST k- ω

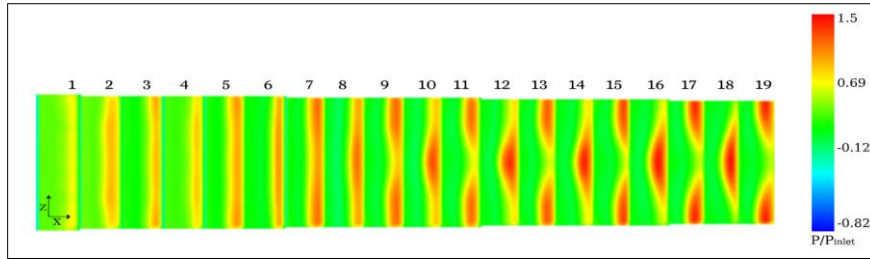


Figure 6.13 : Le modèle de pression SSW0.40 m avec le modèle de turbulence SSTk- ω

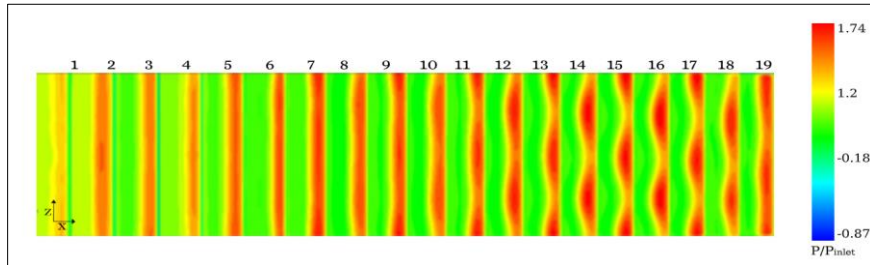


Figure 6.14 : Le modèle de pression SSW0.50m avec le modèle de turbulence SSTk- ω

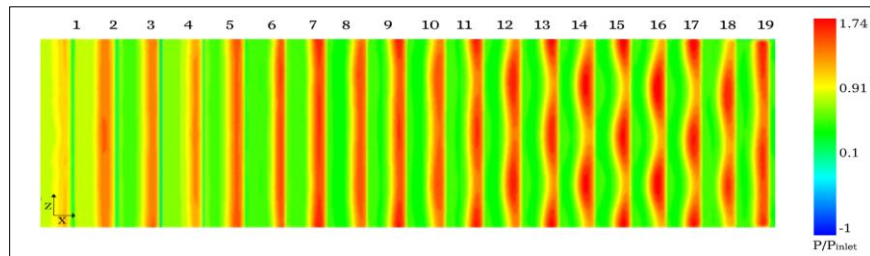


Figure 6.15 : Le modèle de pression SSW0.60 m avec le modèle de turbulence SSTk- ω

6.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une modélisation numérique de différents déversoirs en marches d'escalier avec différentes largeurs, via le code de calcul Ansys Fluent®. Afin d'étudier l'influence de la largeur du déversoir sur l'apparition du régime d'écoulement extrêmement turbulent en alternance.

Les résultats de la simulation montrent que (1) : la surface libre est quasi stable dans SSW0.10, SSW0.20, SSW0.30 et SSW0.35 sur toutes les marches, contrairement au modèle SSW0.40 où

la surface libre sur l'axe z , étant simplement lisse dans la première et deuxième marche et a une faible fluctuation de forme dans la troisième marche. En ce qui concerne les modèles SSW0.50 et SSW0.60, la fluctuation atteint une intensité avancée, dans laquelle plusieurs formes en forme de cloche sont constituées. (2) La distribution de la vitesse longitudinale d'écoulement sur le déversoir en escalier de la marche 1 à la marche 19 ne change pas le long de la section transversale. (3) Une énergie cinétique turbulente (TKE) se forme dans les déversoirs à cause du fort gradient de vitesse, cette énergie est obtenue numériquement pour les différentes installations de déversoir en escalier. (4) La répartition de la pression sur les marches calculées selon les différentes configurations indique qu'avec l'augmentation de la largeur des déversoirs en canaux, le régime d'écoulement extrêmement turbulent en alternance commence plutôt. L'analyse des différents modèles de turbulence (k - ϵ standard, groupe de ré-normalisation (RNG) k - ϵ , SST k - ω), montre que le modèle de turbulence SST k - ω donne de meilleurs résultats. Il permet d'analyser la vitesse et la profondeur de l'eau, dans les trois zones : écoulement non aéré, écoulement partiellement aéré et écoulement entièrement aéré.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté une recherche numérique sur le régime d'écoulement extrêmement turbulent, dans différents déversoirs en marche d'escalier avec différentes largeurs. Une étude numérique utilisant CFD pour modéliser le comportement des écoulements de l'eau sur les différentes largeurs de déversoirs, avec différents modèles de turbulence entièrement tridimensionnels $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$, SST $k-\omega$ en utilisant la méthode VOF. Les données de laboratoire ont été validées pour le positionnement du point d'inception, surface libre, profil de vitesse. Les conclusions suivantes peuvent être extraites de ce travail :

La simulation en 2D est plus rapide que celle en 3D.

Nous avons abouti avec succès en ce qui concerne la modélisation de l'écoulement par déversoir en escalier, pour analyser les profils de vitesse et l'emplacement du point d'inception.

Nous avons validé les profils de vitesse, en montrant une bonne concordance avec les données expérimentales disponibles dans plusieurs emplacements au long du déversoir, en particulier dans la zone non aérée. Nous avons analysé les profils de vitesse sur plusieurs marches.

Cette recherche présente une méthodologie permettant de prédire la position du point d'inception sur la base des résultats CFD, avec deux pentes différentes (14.0° et 26.6°).

Plusieurs formules empiriques présentées par différents chercheurs ont été comparées avec les résultats obtenus. CFD montre un meilleur résultat, plus large que les formules disponibles.

Cette méthodologie s'est révélée satisfaisante, différentes (en termes de dimensions) et dans une large plage de débits peuvent être appliqués à différents déversoirs et peuvent fournir aux ingénieurs des informations utiles et pratiques, guide de conception des déversoirs en marche d'escalier comme emplacement du point d'inception.

La simulation 3D est importante pour identifier les motifs importants.

L'influence de la largeur du déversoir sur les comportements d'écoulement est démontrée.

D'après les modèles de turbulence testés ($k-\epsilon$ standard, groupe de renormalisation (RNG) $k-\epsilon$, SST $k-\omega$, la SST $k-\omega$ a donné de meilleurs résultats pour la vitesse et la profondeur de l'eau, dans les trois zones : écoulement non aéré, écoulement partiellement aéré et écoulement entièrement aéré.

Augmentation du volume d'eau après la 5ème marche, où le point d'inception s'est produit.

La largeur critique pour la survenue d'un écoulement extrêmement turbulent en alternance est de 0.40 m.

Avec la largeur croissante des déversoirs en marche d'escalier, l'écoulement extrêmement turbulent alterné apparaît plus tôt.

Des travaux futurs sur l'écoulement extrêmement turbulent en alternance, seront axés sur la résolution des profils de concentration d'air et sur le comportement des bulles d'air.

D'autres simulations avec une large gamme du débit sur différentes configurations du déversoir en marche d'escalier en termes de géométrie (hauteur/largeur de marche, pente) pourraient être une bonne incitation, pour comprendre plus le mécanisme du régime d'écoulement extrêmement turbulent en alternance.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Aidun, C.K., Clausen, J.R., (2010). Lattice-Boltzmann method for complex flows. *Annual review of fluid mechanics*, 42, pp. 439-472.
- Amador, A., Sánchez-Juny, M., and Dolz, J., (2009). Developing flow region and pressure fluctuations on steeply sloping stepped spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 135, pp. 1092-1100.
- Ashgriz, N., and Poo, J. (1991). FLAIR: Flux line-segment model for advection and interface reconstruction. *Journal of computational physics*, 93, pp. 449-468.
- Azimi, H., Bonakdari, H., Ebtehaj, I., and Michelson, D.G., (2018). A combined adaptive neuro-fuzzy inference system–firefly algorithm model for predicting the roller length of a hydraulic jump on a rough channel bed. *Neural Computing and Applications*, 29, pp. 249-258.
- Baylar, A., Bagatur, T., and Emiroglu, M., (2007). Aeration efficiency with nappe flow over stepped cascades, *Proceedings of the Institution of Civil Engineers-Water Management*. Thomas Telford Ltd, pp. 43-50.
- Bayon-Barrachina, A., and Lopez-Jimenez, P.A., (2015). Numerical analysis of hydraulic jumps using OpenFOAM. *Journal of Hydroinformatics*, 17, pp. 662-678.
- Bayon, A., Toro, J.P., Bombardelli, F.A., Matos, J., and López-Jiménez, P.A. (2018). Influence of VOF technique, turbulence model and discretization scheme on the numerical simulation of the non-aerated, skimming flow in stepped spillways. *Journal of Hydro-environment Research*, 19, pp. 137-149.
- Benmamar, S. (2006). Etude des écoulements dans les conduits à motifs périodique-Application aux évacuateurs de crues. Thèse de Doctorat d'état, Ecole 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'escaliers. *La Houille Blanche*, pp. 83-87.
- Biswas, R., and Strawn, R.C., (1998). Tetrahedral and hexahedral mesh adaptation for CFD problems. *Applied Numerical Mathematics*, 26, pp. 135-151.
- Blocken, B., and Gualtieri, C., (2012). Ten iterative steps for model development and evaluation applied to Computational Fluid Dynamics for Environmental Fluid Mechanics. *Environmental Modelling & Software*, 33, pp. 1-22.
- Boes, R.M., and Hager, W.H., (2003). Two-Phase Flow Characteristics of Stepped Spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129, pp. 661-670.
- Bombardelli, F.A., Meireles, I., and Matos, J., (2011). Laboratory measurements and multi-block numerical simulations of the mean flow and turbulence in the non-aerated skimming flow region of steep stepped spillways. *Environmental Fluid Mechanics*, 11, pp. 263-288.
- Borue, V., Orszag, S.A., and Staroselsky, I., (1995). Interaction of surface waves with turbulence: direct numerical simulations of turbulent open-channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 286, pp. 1-23.

-
- Bradshaw, D.J., Marsh, P.D., Allison, C., and Schilling, K.M., (1996). Effect of oxygen, inoculum composition and flow rate on development of mixed-culture oral biofilms. *Microbiology*, 142, pp. 623-629.
 - Bung, D.B., (2011a). Non-intrusive measuring of air-water flow properties in self-aerated stepped spillway flow. *Proceedings of the 34th world congress of the international association for hydro-environment research and engineering: 33rd Hydrology and water resources symposium and 10th conference on hydraulics in water engineering*. Engineers Australia, 2380pages.
 - Bung, D.B., (2011b). Developing flow in skimming flow regime on embankment stepped spillways. *Journal of Hydraulic Research*, 49, pp. 639-648.
 - Bung, D.B., (2013). Non-intrusive detection of air–water surface roughness in self-aerated chute flows. *Journal of Hydraulic Research*, 51, pp. 322-329.
 - Caisley, M.E., Bombardelli, F.A., and Garcia, M.H., (1999). Hydraulic model study of a Canoe Chute for low-head Dams in Illinois (HES 63).
 - Carosi, G., Chanson, H., (2008). Turbulence characteristics in skimming flows on stepped spillways. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 35, pp. 865-880.
 - Carrica, P., Drew, D., Bonetto, F., Lahey Jr, R., (1999). A polydisperse model for bubbly two-phase flow around a surface ship. *International journal of multiphase flow*, 25, pp. 257-305.
 - Carter, B.Z., Mak, D.H., Schober, W.D., Cabreira-Hansen, M., Beran, M., McQueen, T., Chen, W., and Andreeff, M., (2006). Regulation of survivin expression through Bcr-Abl/MAPK cascade: targeting survivin overcomes imatinib resistance and increases imatinib sensitivity in imatinib-responsive CML cells. *Blood*, 107, pp. 1555-1563.
 - Castro, H.G., Paz, R.R., Storti, M.A., Sonzogni, V.E., Marighett, J.O., De Bortoli, M.E., (2013). *Mecánica Computacional*, Volume XXIX. Number 32. Fluid Mechanics (A).
 - Celik, I.B., (2008). Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130, 078001.
 - Celik, I.B., Ghia, U., Roache, P.J., Freitas, C.J., (2008). Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications. *Journal of fluids Engineering-Transactions of the ASME*, 130.
 - Chachereau, Y., and Chanson, H., (2011). Free-surface fluctuations and turbulence in hydraulic jumps. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 35, 896-909.
 - Chafi, C., and Hazzab, A. ,(1998). Dissipation d’Energie des Ecoulements dans des Canaux de Profils Complexes “Type Marches d’Escalier”. *Rev. Energ. Ren.: Physique Energétique*, 73-80.
 - Chamani, M., and Rajaratnam, N., (1999). Characteristics of skimming flow over stepped spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125, 361-368.
 - Chanson, H., (1994). *Hydraulic design of stepped cascades, channels, weirs and spillways* Pergamon, Oxford, U.K.
 - Chanson, H., (1994 c). Drag Reduction in Open Channel Flow by Aeration and Suspended Load *Journal of Hydraulic Research*. IAHR Vol. 32, N°1: 87-101.

-
- Chanson, H. (1994b). Hydraulics of Nappe Flow Regime above Stepped Chutes and Spillways. Aust. Civil Engrg Trans., I.E.Aust, Vol. CE36, N°1, Jan. : 69-76.
 - Chanson, H., (2001a). The Hydraulics of Stepped Chutes and Spillways. Balkema, Lisse, The Netherlands
 - Chanson, H., (2001b). The Hydraulics of Stepped Chutes and Spillways. Balkema, Lisse, The Netherlands. Lisse, The Netherlands.
 - Chanson, H. (1992a). Entraînement d'air dans les écoulements à surface libre: application aux évacuateurs de crues de barrage. La Houille Blanche, (4), 277-285.
 - Chanson, H., (1992b). Entraînement d'air dans les écoulements à surface libre: application aux évacuateurs de crues de barrage. La Houille Blanche, pp. 277-285.
 - Chanson, H., (1994). Hydraulics of skimming flows over stepped channels and spillways. Journal of Hydraulic Research, 32, pp. 445-460.
 - Chanson, H., (1995a). History of stepped channels and spillways: a rediscovery of the “wheel”. Canadian Journal of Civil Engineering, 22, pp. 247-259.
 - Chanson, H., (1995b). Hydraulic design of stepped cascades, channels, weirs and spillways.
 - Chanson, H., Bung, D. and Matos, J., (2015). Stepped spillways and cascades. Journal Energy Dissipation in Hydraulic Structures.” IAHR Monograph, CRC Press, Taylor & Francis Group, Leiden, The Netherlands, H. Chanson Editor pp. 45-64.
 - Chanson, H., and Carvalho, R., F., (2015). Hydraulic jumps and stilling basins. Energy Dissipation in Hydraulic Structures; Chanson, H., Ed.; CRC Press: Leiden, The Netherlands, pp. 65-104.
 - Chanson, H., and Toi, Y.-H., (2015). Physical modelling of breaking tidal bores: comparison with prototype data. Journal of Hydraulic Research, 53, pp. 264-273.
 - Chanson, H., and Gonzalez, C.A., (2005). Physical modelling and scale effects of air-water flows on stepped spillways. Journal of Zhejiang University-Science A, 6, pp. 243-250.
 - Chanson, H., (2004). Hydraulics of open channel flow. Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, 2nd Edition, 650pages, ISBN 978 0 7506 5978 9.
 - Chanson, H., and Gonzalez, C.A. (2004). Stepped spillways for embankment dams: Review, progress and development in overflow hydraulics. Hydraulics of Dams and River Structures, pp. 287-294.–Taylor & Francis Group, London, ISBN 90 5809 632 7
 - Chanson, H., (2002). Hydraulics of stepped chutes and spillways, CRC Press, pages.
 - Chanson, H., and Toombes, L., (2002). Air–water flows down stepped chutes: turbulence and flow structure observations. International Journal of Multiphase Flow, 28, pp. 1737-1761.
 - Chanson, H., (2001c). Hydraulic design of stepped spillways and downstream energy dissipators. Dam Engineering, 11, pp. 205-242.
 - Chanson, H., (1999). The Hydraulics of Open Channel Flow: An Introduction. Physical Modelling of Hydraulics. " Butterworth-Heinemann, Oxford, UK, 512 pages, ISBN 0 340 74067 1.

-
- Chanson, H., (1996). Prediction of the transition nappe/skimming flow on a stepped channel. . Journal of Hydraulic Research, Vol. 34, N°3, pp. 421-429.
 - Chen, J., Zhang, J., Xu, W. and Peng, Y. (2013). Characteristics of the velocity distribution in a hydraulic jump stilling basin with five parallel offset jets in a twin-layer configuration. Journal of Hydraulic Engineering, 140, pp. 208-217.
 - Chen, S., and Doolen, G.D. (1998). Lattice Boltzmann method for fluid flows. Annual review of fluid mechanics, 30, pp. 329-364.
 - Christensen, E.D., and Deigaard, R. (2001). Large eddy simulation of breaking waves. Coastal engineering, 42, pp. 53-86.
 - Christodoulou, G.C. (1993). Energy dissipation on stepped spillways. Journal of Hydraulic Engineering, 119, pp. 644-650.
 - Clarkson, P.A., and Kruskal, M.D. (1989). New similarity reductions of the Boussinesq equation. Journal of Mathematical Physics, 30, pp. 2201-2213.
 - Cunge, J.A., and Wegner, M. (1964). Intégration numérique des équations d'écoulement de Barré de Saint-Venant par un schéma implicite de différences finies. La Houille Blanche, pp. 33-39.
 - De Padova, D., Mossa, M., and Sibilla, S. (2017). SPH modelling of hydraulic jump oscillations at an abrupt drop. Water, 9, 790.
 - Dewals, B., André, S., Schleiss, A., and Pirotton, M., (2004). Validation of a quasi-2D model for aerated flows over mild and steep stepped spillways, Hydroinformatics: (In 2 Volumes, with CD-ROM). World Scientific, pp. 63-70.
 - Elviro, V., and Mateos, C. (1995). Spanish research into stepped spillways. Intl Jl Hydropower & Dams, 2, 61-65.
 - Irvine, D.A., and Falvey, H.T. (1987). "Behaviour of Turbulent Water Jets in the Atmosphere and in Plunge Pools.". Proc.Instn Civ. Engrs, Part 2,1987,83, Mar., pp. 295-314.
 - Essery, I.T.S.H., M.W. (1978). The hydraulic design of stepped spillways. CIRIA Report N°33, 2nd Edition, London, U.K.
 - Falvey, E. (1987). Behavior of Turbulent Water Jets in the Atmosphere and in Plunge Pools. Proc. Instn Civ. Engrs Part 2, Mar., 295-314. Discussion : Part 2, 359-363.
 - Falvey, H.T. (1980). Air-Water Flow in Hydraulic Structures. USBR Eng. Monograph, No. 41, Denver,Colorado, USA.
 - Felder, S., and Chanson, H. (2015). Phase-detection probe measurements in high-velocity free-surface flows including a discussion of key sampling parameters. Experimental Thermal and Fluid Science, 61, pp. 66-78.
 - Felder, S., and Chanson, H. (2013). Aeration, flow instabilities, and residual energy on pooled stepped spillways of embankment dams. Journal of Irrigation and Drainage Engineering, 139, pp. 880-887.
 - Felder, S., and Chanson, H. (2012). Free-surface profiles, velocity and pressure distributions on a broad-crested weir: A physical study. Journal of Irrigation and Drainage Engineering, 138, pp. 1068-1074.

-
- Felder, S., and Chanson, H. (2009). Energy dissipation, flow resistance and gas-liquid interfacial area in skimming flows on moderate-slope stepped spillways. *Environmental fluid mechanics*, 9, pp. 427-441.
 - Frizell, K., and Renna, F., 2011. Laboratory studies on the cavitation potential of stepped spillways, *Proceedings of the 34th world congress of the international association for hydro-environment research and engineering: 33rd hydrology and water resources symposium and 10th conference on hydraulics in water engineering*. Engineers Australia, p. 2420.
 - Mostefa, G., Kheira, B., Abdelkader, D., & Naima, D. (2015). Study of the Effect of the Rate Flow and the Slope of the Channel on the Energy Dissipation in the Stepped Channels: Proposing an Empirical Models. *Procedia engineering*, 118, 1044-1051.
 - Gingold, R.A., and Monaghan, J.J., (1977). Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 181, pp. 375-389.
 - Hager, W.H et Anton J. Schleiss A. J., (2009). *Constructions Hydrauliques, Écoulements stationnaires*. Presses polytechniques et universitaires Romandes. Volume 15, 597 pages.
 - Hager, W. H., & Schleiss, A. J. (2009). *Constructions hydrauliques: Ecoulements stationnaires* (Vol. 15). Presses polytechniques et universitaires romandes.
 - Haghiabi, A.H., Azamathulla, H.M., and Parsaie, A., (2017). Prediction of head loss on cascade weir using ANN and SVM. *ISH Journal of Hydraulic Engineering*, 23, pp. 102-110.
 - Hamedi, A., and Ketabdar, M., (2016). Energy loss estimation and flow simulation in the skimming flow regime of stepped spillways with inclined steps and end sill: A numerical model. *International Journal of Science and Engineering Applications*, 5, pp. 399-407.
 - Harlow, F.H., and Welch, J.E., (1965). Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *The physics of fluids*, 8, pp. 2182-2189.
 - Hirsch, C., (2007). *Numerical computation of internal and external flows: The fundamentals of computational fluid dynamics*, 2ème édition Elsevier, 680 pages, ISBN: 9780750665940.
 - Hirt, C.W., and Nichols, B.D., (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39, pp. 01-225.
 - Homann C., S. J., Demny G. and Köngeter J., (2000.). Wellenerscheinungen in der Hochwasserentlastungskaskade der Sorpetelsperre. *Proc., 2. Ju W-treffen, VAW, ETH Zurich, Switzerland*, pp. 30-32 (in German).
 - Horner, M.W., (1969). "An Analysis of Flow on Cascades of Steps," PhD thesis, Univ. of Birmingham, UK, May, 357 pages..
 - Huang, H., and Prosperetti, A., (1994). Effect of grid orthogonality on the solution accuracy of the two-dimensional convection-diffusion equation. *Numerical Heat Transfer*, 26, pp. 1-20.

-
- Hunt, S.L., and Kadavy, K.C., (2010a). Energy dissipation on flat-sloped stepped spillways: Part 1. Upstream of the inception point. Transactions of the Asabe, 53, pp. 103-109.
 - Hunt, S.L., and Kadavy, K.C., (2010b). Inception point relationship for flat-sloped stepped spillways. Journal of Hydraulic Engineering, 137, pp. 262-266.
 - Hunt, S.L., and Kadavy, K.C., (2012). Inception point for embankment dam stepped spillways. Journal of Hydraulic Engineering, 139, pp. 60-64.
 - Hunt, S.L., Kadavy, K.C., and Hanson, G.J., (2014). Simplistic Design Methods for Moderate-Sloped Stepped Chutes. Journal of Hydraulic Engineering, 140, 04014062.
 - Idelsohn, S.R., Oñate, E., and Pin, F.D., (2004). The particle finite element method : a powerful tool to solve incompressible flows with free-surfaces and breaking waves. International journal for numerical methods in engineering, 61, pp. 964-989.
 - Ishii, M., and Hibiki, T., (2010). Thermo-fluid dynamics of two-phase flow, Springer Science & Business Media.
 - Issa, I.E., Al-Ansari, N., Sherwany, G., and Knutsson, S., (2017). Evaluation and modification of some empirical and semi-empirical approaches for prediction of area-storage capacity curves in reservoirs of dams. International Journal of Sediment Research, 32, pp. 127-135.
 - Johnson, R., and Launder, B. (1985). Local Nusselt number and temperature field in turbulent flow through a heated square-sectioned U-bend. International Journal of Heat and Fluid Flow, 6, pp. 171-180.
 - Kaouachi, A., Carvalho, R. F., Benmamar, S., & Gafsi, M. (2019). Numerical assessment of the inception point in different stepped spillway configurations. Arabian Journal of Geosciences, 12(18), 1-10.
 - Keller, R.A.R., A.K. (1977). "Design Chart for Predicting Critical Point on Spillways.". TI of Hyd. Div., Proc., ASCE, Vol. 103, No. HYI2, pp. 1417-1428.
 - Keller, R.J., and Rastogi, A.K. (1977). Design chart for predicting critical point on spillways. Journal of the Hydraulics Division, 103, pp. 1417-1429.
 - Keyes, D., Ecer, A., Satofuka, N., Fox, P., and Periaux, J. (2000a). Parallel Computational Fluid Dynamics' 99: Towards Teraflops, Optimization and Novel Formulations, Elsevier.
 - Keyes, D.E., Kaushik, D.K., and Smith, B.F., (2000b). Prospects for CFD on petaflops systems, Parallel Solution of Partial Differential Equations. Springer, pp. 247-277.
 - Kim, S.-E., and Boysan, F. (1999). Application of CFD to environmental flows. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 81, pp. 145-158.
 - Kisielowski, C., Specht, P., Gygas, S., Barton, B., Calderon, H., Kang, J., and Cieslinski, R. (2015). Instrumental requirements for the detection of electron beam-induced object excitations at the single atom level in high-resolution transmission electron microscopy. Micron, 68, pp. 186-193.
 - Kökpınar, M.A. (2004). Flow over a stepped chute with and without macro-roughness elements. Canadian Journal of Civil Engineering, 31, pp. 880-891.

-
-
- Ladell, J., Parrish, W., and Taylor, J. (1959). Interpretation of diffractometer line profiles. *Acta Crystallographica*, 12, pp. 561-567.
 - Launder, B.E., and Sharma, B. (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1, pp. 131-137.
 - Laure BILLON (2014). Rapport n°1 : Étude et analyse descouches limites pour les écoulements turbulents CEMEF, Mines-ParisTech Projet MAIDESC, ANR "Méthodes numériques"
 - Leandro, J., Bung, D., and Carvalho, R.F. (2014). Measuring void fraction and velocity fields of a stepped spillway for skimming flow using non-intrusive methods. *Experiments in Fluids*, 55, 1732.
 - Lopes, P., Leandro, J., and Carvalho, R.F. (2018). Numerical procedure for free-surface detection using a Volume-of-Fluid model. *Journal of Hydro-environment Research*, 21, pp. 43-51.
 - Lopes, P., Leandro, J., Carvalho, R.F., and Bung, D.B. (2017). Alternating skimming flow over a stepped spillway. *Journal of Environmental Fluid Mechanics*, volume 17, issu 2, Springer Netherlands pp. 303-322.
 - Lopes, P., Bung, D.B., Leandro, J., and Carvalho, R.F. (2015). The effect of cross-waves in physical stepped spillway models,. E-proceedings of 36th IAHR world congress, The Hague, the Netherlands, volume 28, pp.1-9.
 - López, D., Marivela, R., and Garrote, L. (2010). Smoothed particle hydrodynamics model applied to hydraulic structures: a hydraulic jump test case. *Journal of Hydraulic Research*, 48, pp. 142-158.
 - López, F., and García, M.H. (2001). Mean flow and turbulence structure of open-channel flow through non-emergent vegetation. *Journal of Hydraulic Engineering*, 127, 392-402.
 - Lu, J., Biswas, S., and Tryggvason, G. (2006). A DNS study of laminar bubbly flows in a vertical channel. *International Journal of Multiphase Flow*, 32, pp. 643-660.
 - Lubin, P., Glockner, S., and Chanson, H. (2010). Numerical simulation of a weak breaking tidal bore. *Mechanics Research Communications*, 37, pp. 119-121.
 - Luo, Q., He, K., Mao, H., Li, J.H., Li, Q.C., and Du, R.X., (2012). Numerical simulation of high velocity waterjet characteristics and impact pressure, *Applied Mechanics and Materials*. Trans Tech Publ, pp. 551-556.
 - Ma, J., Oberai, A.A., Drew, D.A., Lahey Jr, R.T., and Hyman, M.C. (2011). A comprehensive sub-grid air entrainment model for RaNS modeling of free-surface bubbly flows. *The Journal of Computational Multiphase Flows*, 3, pp. 41-56.
 - Ma, J., Oberai, A., Drew, D., Lahey Jr, R., and Moraga, F. (2010). A quantitative sub-grid air entrainment model for bubbly flows–plunging jets. *Computers & Fluids*, 39, pp. 77-86.
 - Matos, J. (2003). Roller compacted concrete and stepped spillways: From new dams to dam rehabilitation. *Dam Maintenance and Rehabilitation*. Llanos et al. (eds). Swets & Zeitlinger, Lisse: pp.553-560.

-
- Matos, J., Frizell, K.H., André, S., and Frizell, K.W., 2002. On the performance of velocity measurement techniques in air-water flows, *Hydraulic Measurements and Experimental Methods* 2002, pp. 1-11.
 - Matos, J. (2001). Discussion of 'Onset of skimming flow on stepped spillways. by M. R. Chamani and N. Rajaratnam. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 127, N°6: pp. 519-52.
 - Matos, J. (2000). Hydraulic design of stepped spillways over RCC dams, *Intl Workshop on Hydraulics of Stepped Spillways*. Balkema Publ, pp. 187-194.
 - Matos, J., Quintela, A., and Ramos, C. (2000). Sobre a protecção contra a erosão de cavitação em descarregadores de cheias em degraus. *Recursos Hídricos*, 21, pp. 91-96.
 - May, R.P. (1987). "Cavitation in Hydraulic Structures: Occurrence and Prevention." *Hydraulics Research, Report*, No. SR 79, Wallingford, UK.
 - Meireles, I., and Matos, J. (2009). Skimming flow in the nonaerated region of stepped spillways over embankment dams. *Journal of Hydraulic Engineering*, 135, pp. 685-689.
 - Meireles, I., Renna, F., Matos, J., and Bombardelli, F. (2012). Skimming, nonaerated flow on stepped spillways over roller compacted concrete dams. *Journal of Hydraulic Engineering*, 138, pp. 870-877.
 - Meireles, I.C., Bombardelli, F.A., and Matos, J. (2014). Air entrainment onset in skimming flows on steep stepped spillways: an analysis. *Journal of Hydraulic Research*, 52, pp. 375-385.
 - Menter, F. (1993). Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows, 23rd fluid dynamics, plasmadynamics, and lasers conference, p. 2906.
 - Menter, F.R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32, pp. 1598-1605.
 - Menter, F.R., Kuntz, M., and Langtry, R. (2003). Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, 4, pp. 625-632.
 - Mier-Torrecilla, M.d., Idelsohn, S., and Oñate, E. (2011). Advances in the simulation of multi-fluid flows with the particle finite element method. Application to bubble dynamics. *International journal for numerical methods in fluids*, 67, pp. 1516-1539.
 - Minor, H.-E., and Boes, R.M., 2001. Hydraulic design of stepped spillways. *Proceedings of the congress-international association for hydraulic research*, pp. 754-759.
 - Moin, P., and Mahesh, K. (1998). Direct numerical simulation: a tool in turbulence research. *Annual review of fluid mechanics*, 30, pp. 539-578.
 - Monaghan, J.J. (1994). Simulating free surface flows with SPH. *Journal of computational physics*, 110, 399-406.
 - Montano, L., Li, R., and Felder, S. (2018). Continuous measurements of time-varying free-surface profiles in aerated hydraulic jumps with a LIDAR. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 93, pp. 379-397.
 - Moraga, F., Carrica, P., Drew, D., and Lahey Jr, R. (2008). A sub-grid air entrainment model for breaking bow waves and naval surface ships. *Computers & Fluids*, 37, pp. 281-298.

-
- Moore, W. L. (1943). Energy loss at the base of a free overfall. In Proceedings of the American Society of Civil Engineers (Vol. 67, No. 9, pp. 1697-1714). ASCE.
 - Mortazavi, M., Le Chenadec, V., Moin, P., and Mani, A. (2016). Direct numerical simulation of a turbulent hydraulic jump: turbulence statistics and air entrainment. *Journal of Fluid Mechanics*, 797, pp. 60-94.
 - Mostefa, G., Kheira, B., Abdelkader, D., and Naima, D. (2015). Study of the Effect of the Rate Flow and the Slope of the Channel on the Energy Dissipation in the Stepped Channels: Proposing an Empirical Models. *Procedia engineering*, 118, pp. 1044-1051.
 - Murzyn, F., and Chanson, H. (2009). Free-surface fluctuations in hydraulic jumps: Experimental observations. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33, 1055-1064.
 - Noh, W.F., Woodward, P. (1976). SLIC (simple line interface calculation), Proceedings of the fifth international conference on numerical methods in fluid dynamics June 28–July 2, 1976 Twente University, Enschede. Springer, pp. 330-340.
 - Ohtsu, I., and Yasuda, Y. (1998). Hydraulic characteristics of stepped channel flows, Workshop on Flow Characteristics around Hydraulic Structures and River Environment.
 - Ohtsu, I., Yasuda, Y., Gotoh, H., Hager, W.H., Reinauer, R., Chanson, H., and Montes, J. (1997). Discussions and Closure: Characteristics of Undular Hydraulic Jumps: Experimental Apparatus and Flow Patterns. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123, pp. 161-164.
 - Ohtsu, S., Shimizu, K., Yatsuda, K., and Akutsu, E.(2004). Method of forming crystalline semiconductor thin film on base substrate, lamination formed with crystalline semiconductor thin film and color filter. Google Patents.
 - Oñate, E., Celigueta, M.A., Idelsohn, S.R., Salazar, F., and Suárez, B. (2011). Possibilities of the particle finite element method for fluid–soil–structure interaction problems. *Computational Mechanics*, 48, 307.
 - Osher, S., and Sethian, J.A. (1988). Fronts propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of computational physics*, 79, pp. 12-49.
 - Parsaie, A., Haghiabi, A.H., Saneie, M., and Torabi, H. (2016). Prediction of energy dissipation on the stepped spillway using the multivariate adaptive regression splines. *ISH Journal of Hydraulic Engineering*, 22, pp. 281-292.
 - Patankar, S. (1972). Numerical heat transfer and fluid flow, CRC press.
 - Peyras, L., Royet, P., and Degoutte, G. (1991). Ecoulement et dissipation sur les déversoirs en gradins de gabions. *La Houille Blanche*, pp. 37-47.
 - Peyras, L.a., Royet, P., and Degoutte, G. (1992). Flow and energy dissipation over stepped gabion weirs. *Journal of hydraulic Engineering*, 118, pp. 707-717.
 - Pope, C., Ziebland, S., and Mays, N. (2000). Qualitative research in health care: analysing qualitative data. *BMJ: British Medical Journal*, 320, 114.
 - Pope, S.B. (2004). Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New journal of Physics*, 6, 35.
 - Power, M. (1993). The predictive validation of ecological and environmental models. *Ecological modelling*, 68, pp. 33-50.
-

-
- Prosperetti, A., and Tryggvason, G. (2009). Computational methods for multiphase flow, Cambridge university press.
 - Rajaratnam, C.M.R. (1994). Jet Flow on Stepped Spillways. Journal of Hydraulic Engineering, 120, pp. 254-259.
 - Rajaratnam, N. (1990). Skimming flow in stepped spillways. Journal of Hydraulic Engineering, 116, pp. 587-591.
 - Rand (1955a). Flow geometry at Straight Drop Spillways. asce, 81, N°791,Sept., pp. 1-13.
 - Rand, W., 1955b. Flow geometry at straight drop spillways, Proceedings of the American Society of Civil Engineers. ASCE, pp. 1-13.
 - Rodi, W., Constantinescu, G., and Stoesser, T. (2013). Large-eddy simulation in hydraulics, Crc Press.
 - Rodrigues, D., Silva, G.F., Papa, J.P., Marana, A.N., and Yang, X.-S. (2016). EEG-based person identification through binary flower pollination algorithm. Expert Systems with Applications, 62, pp. 81-90.
 - Roushangar, K., Akhgar, S., Salmasi, F., and Shiri, J. (2017). Neural networks-and neuro-fuzzy-based determination of influential parameters on energy dissipation over stepped spillways under nappe flow regime. ISH Journal of Hydraulic Engineering, 23, pp. 57-62.
 - Salazar, F., San-Mauro, J., Celigueta, M.Á., and Oñate, E. (2017). Air demand estimation in bottom outlets with the particle finite element method. Computational Particle Mechanics, 4, pp. 345-356.
 - Sánchez-Juny, M., Bladé, E., Dolz, J., André, S., and Schleiss, A. (2007). Pressures on a stepped spillway. Journal of Hydraulic Research, 46, pp. 574-576.
 - Savage, B.M., and Johnson, M.C. (2001). Flow over ogee spillway: Physical and numerical model case study. Journal of hydraulic engineering, 127, pp. 640-649.
 - Schlichting, H., and Gersten, K., (2000). Fundamentals of boundary-layer theory, Boundary-Layer Theory. Springer, pp. 29-49.
 - Schnitter-Reinhardt, N. (1979). Les barrages de retenue. Dossiers (Les) de l'Archéologie Dijon, pp. 20-25.
 - Shahheydari, H., Nodoshan, E.J., Barati, R., and Moghadam, M.A. (2015). Discharge coefficient and energy dissipation over stepped spillway under skimming flow regime. KSCE Journal of Civil Engineering, 19, pp. 1174-1182.
 - Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J. (1995). A new k- ϵ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. Computers & Fluids, 24, pp. 227-238.
 - Simões, A.L.A., Schulz, H.E., Porto, R., and Gulliver, J.S. (2013). Free-surface profiles and turbulence characteristics in skimming flows along stepped chutes. Journal of Water Resource and Hydraulic Engineering, 2, pp. 1-12.
 - Slotnick, J., Khodadoust, A., Alonso, J., Darmofal, D., Gropp, W., Lurie, E., and Mavriplis, D. (2014). CFD vision 2030 study: a path to revolutionary computational aerosciences.

-
-
- Sorensen, R.M. (1985). Stepped spillway hydraulic model investigation. *Journal of hydraulic Engineering*, 111, pp. 1461-1472.
 - Spalart, P.R. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21, pp. 252-263.
 - Stephenson (1991.). Energy Dissipation down Stepped Spillways. *Intl Water Power and Dam Construction*. 43,Sept., pp. 12-35.
 - Straub, L.G., and Anderson, A.G. (1958). Experiments on self-aerated flow in open channels. *Journal of the hydraulics division*, 84, pp. 1-35.
 - Takahashi, M., and Ohtsu, I. (2012). Aerated flow characteristics of skimming flow over stepped chutes. *Journal of Hydraulic Research*, 50, pp. 427-434.
 - Thorwarth, J., 2008. Hydraulics of pooled stepped spillways—Self-induced unsteady flow and energy dissipation. Ph. D. thesis, Univ. of Aachen, Aachen, Germany (in German).
 - Toombes, c. (1997b). Flow Aeration at Stepped Cascades. Research Report. Dept. of Civil Engineering, University of Queensland, Australia, June, 110.
 - Toro, J.P., Bombardelli, F.A., and Paik, J. (2017). Detached eddy simulation of the nonaerated skimming flow over a stepped spillway. *Journal of Hydraulic Engineering*, 143, 04017032.
 - Toro, J.P., Bombardelli, F.A., Paik, J., Meireles, I., and Amador, A. (2016). Characterization of turbulence statistics on the non-aerated skimming flow over stepped spillways: a numerical study. *Environmental Fluid Mechanics*, 16, pp. 1195-1221.
 - Tozzi, M. (1994). Residual energy in stepped spillways. *International water power & dam construction*, 46, pp. 32-34.
 - Ubbink, O. (1997). Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces.
 - Valero, D., and Bung, D.B., 2015. Hybrid investigations of air transport processes in moderately sloped stepped spillway flows, E-proceedings of the 36th IAHR World Congress, pp. 1-10.
 - Valero, D., Bung, D.B., and Crookston, B.M., (2018). Energy dissipation of a Type III basin under design and adverse conditions for stepped and smooth spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 144, 04018036.
 - Valero, D., and García-Bartual, R., (2016). Calibration of an air entrainment model for CFD spillway applications, *Advances in hydroinformatics*. Springer, pp. 571-582.
 - Valero Huerta, D., Bung, D.B., Crookston, B., and Matos, J., (2016). Numerical investigation of USBR type III stilling basin performance downstream of smooth and stepped spillways, *Proceedings of the 6th International Symposium on Hydraulic Structures*. Utah State University, pp. 652-663.
 - Van Leer, B., (1977). Towards the ultimate conservative difference scheme. IV. A new approach to numerical convection. *Journal of computational physics*, 23, pp. 276-299.
 - Violeau, D. (2012). *Fluid mechanics and the SPH method: theory and applications*, Oxford University Press.

-
- Violeau, D., and Rogers, B.D. (2016). Smoothed particle hydrodynamics (SPH) for free-surface flows: past, present and future. *Journal of Hydraulic Research*, 54, pp. 1-26.
 - Von Kármán, T. (1930). Mechanische Ähnlichkeit und turbulenz. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1930, pp. 58-76.
 - Wan, H., Li, R., Pu, X., Zhang, H., and Feng, J. (2017). Numerical simulation for the air entrainment of aerated flow with an improved multiphase SPH model. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 31, pp. 435-449.
 - Wang, H., and Chanson, H., (2015). Experimental study of turbulent fluctuations in hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 141, 04015010.
 - White (1943). Energy Loss at the Base of a Free Overfall. *Transactions, ASCE*, 108, pp. 1361-1364.
 - Wilcox, D.C., (1998). *Turbulence modeling for CFD*, DCW industries La Canada, CA.
 - Wood, I.R., (1991). *Air Entrainment in Free-Surface Flows*. CRC Press, Balkema.
 - Wood, I.R., (1985). Air Water Flows. 21st IAHR Congress, Melbourne, Australia, Keynote address, pp. 18-29.
 - Wood, I.R., (1983a). Uniform region of self-aerated flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 109, pp. 447-461.
 - Wood, I. R. (1983). Uniform region of self-aerated flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 109(3), 447-461.
 - Wood, I.R., Ackers, P., and Loveless, J. (1983). General method for critical point on spillways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 109, pp. 308-312.
 - Yakhot, V., Orszag, S., Thangam, S., Gatski, T., and Speziale, C. (1992). Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 4, pp. 1510-1520.
 - Yakhot, V., Smith, L.M., (1992). The renormalization group, the ε -expansion and derivation of turbulence models. *Journal of Scientific Computing*, 7, pp. 35-61.
 - Ohtsu, Iwao. "Characteristics of flow condition on stepped channels." *The 27th Cong. of IAHR, Water Resources Engineering, Div./ASCE*. San Francisco, USA, 1997 (1997).
 - Yokotsuka, T. (2000). Application of CSG method to construction of gravity dam. *ICOLD 2000 at Beijing*, 4.
 - Young, K.S., and De Abreu, C.N. (2010). *Internet addiction: A handbook and guide to evaluation and treatment*, John Wiley & Sons.
 - Youngs, D.L. (1984). Numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 12, pp. 32-44.
 - Zhan, J., Zhang, J., and Gong, Y. (2016). Numerical investigation of air-entrainment in skimming flow over stepped spillways. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 6, pp. 139-142.
 - Zhang, G., and Chanson, H. (2016a). Gabion stepped spillway: Interactions between free-surface, cavity, and seepage flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142, 06016002.
-

-
- Zhang, G., and Chanson, H. (2016b). Hydraulics of the developing flow region of stepped spillways. I: Physical modeling and boundary layer development. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142, 04016015.
 - Zhang, G., and Chanson, H. (2017). Self-aeration in the rapidly-and gradually-varying flow regions of steep smooth and stepped spillways. *Environmental Fluid Mechanics*, 17, pp. 27-46.