

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abderrahmane MIRA- Bejaia



Faculté de la Technologie
Département de Génie Mécanique

Mémoire fin de cycle

En vue de l'obtention du diplôme de Master en Génie Mécanique

Spécialité : Énergétique

Présenté Par :

CHERFI Ryad

MOULOUD Smail

Thème

**SIMULATION D'UN ÉCOULEMENT FLUVIAL À SURFACE LIBRE EN PRÉSENCE
D'UNE CRÊTE**

Devant le jury composé de :

D^r D.SADAoui

Président ; Université de Bejaia

D^r A.BENSLIMANE

Rapporteur; Université de Bejaia

M^r A.DJERRADA

Examineur; Université de Bejaia

M^r F.NAIT BOUDA

Examineur; Université de Bejaia

Session juin 2015

Remerciement

Nous adressons toutes notre reconnaissance à M^r H BENSLIMANE, pour avoir

accepté de rapporter ce travail

Nous remercions profondément M^r A DJERRADA pour sa participation au jury

et d'être avec nous durant tous notre cursus master

Nous remercions également M^r F NAIT BOUDA

Un merci à P^r. SADAoui d'être président de jury

Un très grand merci à nos parents qui ont été à nos coté durant tout notre

parcours, pour leurs patience, leurs conseils, et sur tout pour tous se qu'ils ont

sacrifié pour nous et d'avoir crue en nous.

Nous remercions tous nos amis

Nous remercions enfin toutes les personnes, qui, de près ou de loin, ont

contribué à

L'aboutissement de ce travail.

Dédicaces

Je dédie ce travail à mes très chers parents, votre courage, vos sacrifices ont été pour moi le meilleur soutien durant ce long parcours, veuillez trouver dans ce travail une grande reconnaissance pour ce que vous avez entrepris à mon égard, et un fruit de toutes

Vos prières et vos efforts.

A mes chers frères et sœurs.

Je dédie tout particulièrement ma fiancée WAWAH, pour son soutien, ses encouragements sans faille et sa patience.

A tous mes amis.

A tous mes collègues.

A toute ma famille.

CHERFI Ryad

Dédicaces

Je dédie ce travail :

A ma mère et mon père qui me sont les plus chers au monde

A mes frères et sœurs, à ma famille

A tous mes amis et collègues

A tous ceux qui m'ont aidé à finir ce mémoire.

MOULOUD Smail

SOMMAIRE

Nomenclature.....	i
Liste des figures.....	ii
Liste des tableaux	iii
Introduction Générale	1

CHAPITRE I

GENERALITES ET SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction.....	3
I.1.Généralités.....	3
I.1.1.Ecoulement à surface libre.....	3
I.1.2.Classification des écoulements.....	3
I.1.2.1.Ecoulement permanent et non permanent.....	3
I.1.2.2.Ecoulement uniforme et non uniforme.....	4
I.1.2.3. Régime fluvial et régime torrentiel	4
I.1.2.4. Ecoulement turbulent et laminaire	6
I.1.3.Distribution des vitesses et des pressions dans un canal.....	6
I.1.3.1. Distribution des vitesses dans un canal	6
I.1.3.2. Distribution des pressions dans un canal.....	7
I.1.4. Les phénomènes physiques	7
I.1.4 .1.La surface libre	7
I.1.4.2. Le ressaut hydraulique	7
I.1.4.3.Ecoulement secondaire	8
I .1.5.Singularités dans les canaux	8

I.2.Synthèse bibliographique.....	10
I.2.1.Etudes numériques	10
I.2.1.1.Comparaisons entre les modèles numériques	10
I.2.1.2.Influence des conditions initiales ou la forme de l'obstacle sur la surélévation.....	12
I.2.1.3.Etudes sur les phénomènes physiques	14
I.2.2.Etudes expérimentales.....	18
I.2.2.1.Ressaut hydraulique.....	18
I.2.2.2.Influence de nombre de Froude, nombre de Reynolds et la forme de l'obstacle sur la structure de l'écoulement.....	19
I.2.2.3.Zones de recirculation.....	21
Conclusion.....	21

CHAPITRE II

FORMULATION GENERALE ET POSITION DU PROBLEME

Introduction.....	22
II.1.Position du problème.....	22
II.1.1.Configuration étudié et paramètre du problème.....	22
II.2.Formulation mathématique.....	23
II.2.1.Equation de conservation de la masse.....	24
II.2.2.Equation de conservation de la quantité du mouvement.....	24
II.2.3.Conditions aux limites.....	24
II.3.Adimensionnalisation des équations de Navier-Stokes.....	25

II.4. Modélisation de la surface libre	28
II.5.Décomposition de Reynolds.....	26
II.6.Les modèles de turbulence pour un écoulement diphasique	29
II.6.1.Modèle à zéro équation de type longueur de mélange.....	30
II.6.2.Modèle à une équation.....	30
II.6. 3.Modèle à deux équations.....	31
Conclusion	33

CHAPITRE III

SIMULATION NUMERIQUE

Introduction.....	35
III.1.Présentations des deux géométries étudiées.....	35
III.1.1.Canal rectangulaire	36
III.1.2.Déversoir d'orage	37
III.2.Maillage	39
III.3.Conditions initiales.....	41
III.4.Conditions aux limites.....	43
III.5.Choix des modèles numériques.....	44
III.5.1.Modèle de turbulence	44
III.5.2.Modélisation des écoulements à surface libre.....	44
III.6.Paramètres des simulations des écoulements à surface libre.....	45

III.7.Validation du modèle.....	45
III.7.1.Condition d'arrêt	46
III.7.2.Convergence des calculs.....	46
III.8.Description de l'expérience.....	46
Conclusion.....	47

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATION

Introduction.....	48
IV.1.Choix du maillage.....	48
IV.2.Validation du modèle numérique.....	49
IV.2.2.Surface libre.....	49
IV.2.2.Profils des vitesses longitudinales pour $\alpha = 0,74$ ($Q=37,59$ L/s)	50
IV.2.3.Profil des pressions sur l'interface pour $\alpha = 0,74$ ($Q=37,59$ L/s)	52
I.3.Influence du facteur de blocage	53
IV.3.1.Influence du facteur de blocage sur les résultats numérique	53
IV.3.2.Influence du facteur de blocage sur les caractéristiques de l'écoulement à l'interface	55
IV.3.2.1.Tirant d'eau	55
IV.3.2.2. Variation de la vitesse longitudinale u sur l'interface.....	56
IV. 3.2.3.Variation de la vitesse transversale v sur l 'interface.....	57
IV. 3.2.4.Variation de la pression sur l'interface	57

IV.3.3.Influence du facteur de blocage sur la vitesse longitudinale u autour de l'obstacle.....	58
IV.3.4.Influence du facteur de blocage sur les zones de recirculation.....	60
IV.4.Etude tridimensionnelle des résultats obtenus.....	63
IV.4.1.Surface libre.....	63
IV.4.2.Champ des vitesses	65
IV.4.3.Champ des pressions.....	69
IV.4.4. zones de recirculation	61
IV.5.Déversoir d'orage	75
IV.5.1.Surface libre.....	75
IV.5.2.Champs de vitesse	76
IV.5.3.Champs de pression.....	76
Conclusion.....	77
Conclusion générale	79
Référence bibliographique	80

NOMENCLATURE

Symboles	Signification	Unités (SI)
c	célérité des ondes	m/s
g	Accélération de la pesanteur	m/s^2
H	Hauteur de l'obstacle	m
h	Hauteur d'eau à l'état perturbé	m
h_c	Hauteur critique	m
h_0	Hauteur d'eau à l'état non-perturbé	m
I_t	L'intensité turbulente	/
K_t	Energie cinétique turbulente	m^2/s^2
l	Longueur de canal	m
L	Longueur de l'obstacle	m
P_r	Pression relative	Pa
P	Pression local du fluide	P_a
P_m	Périmètre mouillé	m
P	Pressions locales instantanées en régime turbulent	Pa
\overline{P}_i	Pression locale moyenne du fluide en régime turbulent	Pa
P_q	Pressions locales instantanées en régime turbulent de la phase q	Pa
Q	Débit volumique	m^3/s
R_h	Rayon hydraulique	m
S_m	Surface mouillée	m^2
S	Section de canal	m^2
U_0	vitesse débitante moyenne de l'eau	m/s
T	temps	s
u, v, w	Composantes de la vitesse suivant l'axe x , y et z	m/s
u^*, v^*, w^*	Composantes adimensionnelles du vecteur vitesse	/
U_i	Composantes des vitesses instantanées en régime turbulent	m/s
U_{iq}	Composantes des vitesses instantanées en régime turbulent de la phase q	m/s
V_q	Volume de la phase q	m^3
W	Largeur de canal	m
x_j	Cordonnées cartésiennes sous forme indicielle	
x, y, z	Cordonnées dans l'espace	m
x^*, y^*, z^*	Cordonnées cartésiennes adimensionnelles	/
\bar{x}	Valeur moyenne	/
x'	valeur fluctuante	/

Nombre adimensionnels

Fr	nombre de Froude	$Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gh_0}}$
Re	nombre de Reynolds	$Re = \frac{D_H U_0}{\nu}$
α	facteur de blocage	$\alpha = \frac{H}{h_0}$
β	rapport d'aspect de l'obstacle	$\beta = \frac{H}{L}$
r_q	fraction volumique	$r_q = \frac{\partial\Omega_q}{\partial\Omega_{maille}}$

Symboles grecs

ρ	Masse volumique	Kg/m ³
ρ_q	Masse volumique de la phase q	Kg/m ³
ν	Viscosité cinématique	m ² /s
η	Surélévation de l'eau	m
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique	m ² /s ³
μ	Viscosité dynamique	Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹
μ_q	Viscosité dynamique de la phase q	Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	/
τ_{ij}	Contrainte visqueuse	Pa
$\partial\Omega_{maille}$	volume total de la maille	m ³
$\partial\Omega_q$	volume de la partie de la maille occupé	m ³
μ_t	Viscosité turbulente	Pa/s
Φ	Grandeur physique (vitesse, pression...)	

Abréviations

CFD	calcul fluid dynamics
VOF	Volume Of Fluid
K-ε RNG.....	Modèles de turbulence de deuxième ordre
TFC.....	Tourbillon fer à cheval
RANS.....	Reynolds Averaged Navier-Stokes (Modélisation statistique en un point)
DNS.....	Direct Numerical Simulation (Simulation Numérique Directe)

LES.....	Large Eddy Simulation (Simulation à Grandes Echelles)
RSM.....	Reynolds Stress model
PIV.....	Particle Image Velocimetry, PIV (la vélocimétrie par images de particules)

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I

GENERALITES ET SYNTHESE BIBLIGRAPHIQUE

Figure (I-1) : Ecoulements uniforme et non uniforme	4
Figure (I-2) : Propagation des ondes de surface	5
Figure (I-3) : Répartition des vitesses dans une section du canal.....	6
Figure (I-4) : Profil des vitesses dans un canal rectangulaire.....	7
Figure (I-5): Illustration des écoulements secondaires.....	8
Figure (I-6) : Un seuil dans un canal.....	9
Figure (I-7) : une vanne.....	9
Figure (I-8) : Déversoir du réseau de Sélestat[21].	10
Figure(I-9) : Comparaison des profils des vitesses[7].....	11
Figure(I-10) : Comparaison des tirants Y [7].....	11
Figure (I-11) : Effondrement d'une colonne d'eau en présence d'un obstacle [4]	12
Figure (I-12) : profiles des vitesses $u ; v ; w$.[11]	12
Figure (I-13) : Ecoulement à surface libre en présence d'un obstacle trapesoidale[3].....	13
Figure (I-14) : effet du nombre de Froude F pour fixe $W = 0.2$, $L = 1$, et $a=60^\circ$,[3].....	13
Figure (I-15) : écoulement au-dessus des ondulations (sédiments)[14].....	14
Figure (I-16) : Configuration des essais [8].....	14
Figure (I-17) : Séries temporelles de déplacement de la surface libre[8].....	15
Figure (I-18) : champ de vague [6].....	16
Figure (I-19) : ligne de courant pour $Re=200$ [10].....	16
Figure (I-20): domaine de calcul BIEM/VOF pour le shoaling d'une onde solitaire sur un fond de canal [12].....	17
Figure (I-21) : détails 3-D du retournement du soliton[12].....	17
Figure (I-22) : Ecoulement au-dessus des ondulations (dunes) [16].....	18
Figure (I-23) : Lignes de courant[16].....	18
Figure (I-24): Contrôle du ressaut par un seuil à paroi mince pour $X=L_j$, [2].....	19

Figure (I-25) : Ressaut contrôlé par un seuil a paroi épaisse à l'aval d'un déversoir,[2].....	19
Figure (I-26) : Schéma et photos vus de côté d'un écoulement de type décollement,[5].....	20
Figure (I-27) : influence du nombre de Froude sur la surélévation[13].....	20
Figure (I-28) : configuration étudié[9].....	21
Figure (I-29) : linges de courants[9].....	21

CHAPITRE II

Formulation Générale et position du problème

Figure (II.1): Configuration étudiée,[17]	22
Figure (II-2) : La géométrie en trois dimensions.....	22
Figure (II-3) : Domaine physique étudié.....	23

CHAPITRE III

Simulation numérique

Figure (III-1) : Volume de contrôle bidimensionnel.....	35
Figure (III-2) : Géométrie du canal rectangulaire.....	37
Figure (III-3) : Géométrie étudiée en trois dimensions.....	38
Figure (III-4) : Géométrie de déversoir d'orage.....	39
Figure (III-5) : l'obstacle de déversoir d'orage	39
Figure (III-6) : Maillage fin pour un canal.....	40
Figure (III-7) : le maillage autour de l'obstacle.....	41
Figure (III-8) : maillage en trois dimensions pour la première configuration.....	41

Figure (III-9) : le maillage pour la deuxième configuration étudié (déversoir d'orage).....	42
Figure (III-10) : l'angle d'inclinaison de l'obstacle de déversoir.....	43
Figure (III-11) : Conditions aux limites imposées.....	45
Figure (III-12) : les erreurs après chaque itération.....	48

CHAPITRE VI

Résultats et interprétation

Figure (IV-1) : Surface libre pour $Q = 10 \text{ L/s}$	51
Figure (IV-2) : Surface libre pour $\alpha = 0,87$, (A) hauteur d'eau en fonction de X, (B) $F_r = f(x/h_0)$	52
Figure (IV-3) : Profil des vitesses à $x = -0,0696 \text{ m}$	53
Figure (IV-4) : Profil des vitesses à $x = 0 \text{ m}$	53
Figure (IV-5) : Profil des vitesses à $x = 0,0696 \text{ m}$	53
Figure (IV-6) : Profil des vitesses à $x = 0,1392 \text{ m}$	53
Figure (IV-7) : Profil des vitesses à $x = 0,2784 \text{ m}$	53
Figure (IV-8) : Champ de pression relative à l'interface pour $Q = 37 \text{ L/s}$	54
Figure (IV-9) : Surface libre $\alpha = 0,79$, (A) hauteur d'eau en fonction de X, (B) $F_r = f(x/h_0)$	55
Figure (IV-10) : Surface libre pour $\alpha = 0,74$, (A) hauteur d'eau en fonction de X, (B) $F_r = f(x/h_0)$	55
Figure (IV-11) : Surface libre pour $\alpha = 0,69$, (A) hauteur d'eau en fonction de X, (B) $F_r = f(x/h_0)$	56

Figure (IV-12) : Surface libre pour $\alpha = 0,66$, (A) hauteur d'eau en fonction de X, (B) $Fr=f(x/h_0)$	56
Figure (IV-13) : Surface libre pour les différents cas étudiés.....	57
Figure (IV-14) : Variation de la vitesse u sur l'interface.....	58
Figure (IV-15) : Variation de la vitesse transversale v sur l'interface.....	59
Figure (IV-16) : variation de la pression sur l'interface.....	60
Figure (IV-17) : Profils des vitesses pour $\alpha = 0,87$	60
Figure (IV-18) : Profils des vitesses pour $\alpha = 0,79$	60
Figure (IV-19) : profils des vitesses pour $\alpha = 0,69$	61
Figure (IV-20) : profils des vitesses pour $\alpha = 0,66$	61
Figure (IV-21) : Linges de courant pour $\alpha = 0,87$	62
Figure (IV-22) : Linges de courant pour $\alpha = 0,79$	63
Figure (IV-23) : Linges de courant pour $\alpha = 0,74$	63
Figure (IV-24) : Linges de courant pour $\alpha = 0,69$	63
Figure (IV-25) : Linges de courant pour $\alpha = 0,66$	64
Figure (VI-26) : l'interface en trois dimension $l > r > 0$	65
Figure (IV-27) : Surface libre en trois dimensions pour $\alpha = 0,74$	66
Figure (IV-28) : Surface libre en 2D pour $\alpha = 0,74$	66
Figure (IV-29) : profils des vitesses longitudinales u pour $\alpha = 0,74$	67
Figure (IV-30) : champ des vitesses longitudinales dans le plan XY.....	68
Figure (IV-30) : champ des vitesses longitudinales dans le plan XY.....	68
Figure (IV-32) : Champ des vitesses sur la surface libre en trois dimensions $\alpha = 0,74$	70
Figure (VI-33) : variation de la vitesse u et v sur l'interface pour $\alpha = 0,74$	70

Figure (VI-34) : variation de la vitesse w sur la surface libre pour $\alpha=0,74$	71
Figure (IV-35) : champ des pressions relatives en Pa dans le plan XY pour $\alpha=0,74$	71
Figure (IV-36) : champ des pressions relatives en Pa dans le plan XY pour $\alpha=0,74$	72
Figure (IV-37) : Champ de pression relative en Pa sur l'interface pour $\alpha=0,74$	72
Figure (IV-38) : linges de courant pour $\alpha=0,66$	73
Figure (VI-39) : Zone de recirculation en 3D (Vortex) dans le canal pour $\alpha=0,66$	74
Figure (VI-40) : Zone de recirculation en 3D pour $\alpha=0,66$	74
Figure (IV-41) : Evolution de la vitesse longitudinale sur les lignes de courant pour $\alpha=0,66$	75
Figure (IV-42) : variation de tirant d'eau pour $A7=300^\circ, A7=310^\circ, A7=320^\circ$	76
Figure (IV-43) : champ de vitesse sur la surface libre pour $A7=300^\circ, A7=310^\circ, A7=320^\circ$	77
Figure (IV-44) : champ de pression en Pa sur l'interface pour $A7=300^\circ, A7=310^\circ, A7=320^\circ$	78

Liste des tableaux

Tableau (I-1) : Erreurs des models numeriques[7].....	11
Tableau (III-1): Nombre des mailles pour les différents maillages utilisés	42
Tableau (III-2) : Paramètres des tests pour le déversoir d'orage.....	44
Tableau (III.2) : Paramètres des tests pour les différents points de fonctionnement.....	50
Tableau (IV-1) : l'accélération de l'eau suivant l'axe x.....	61
Tableau (VI-2) : Résultats obtenu pour le d'versoir d'orage	75

Introduction générale

La simulation d'écoulements à surface libre est un domaine de la mécanique des fluides qui n'est traité que depuis une trentaine d'années. Mais durant cette période, nombre de méthodes et techniques ont été développées pour faire évoluer l'outil numérique destiné à ce type de simulation. Les premiers codes ont été réalisés en se basant sur la théorie potentielle et en considérant la surface libre comme une frontière du domaine sur laquelle des conditions de surface libre étaient imposées. Les résultats obtenus par ces codes sont tout à fait compétitifs, mais sur des domaines d'application restreints comme le génie océanique, ou des applications où les effets visqueux de l'écoulement sont négligeables. Une première évolution de l'outil numérique fut le passage à la résolution des équations de Navier-Stokes, ceci permettant alors de considérer les fluides comme réels. La technique de prise en compte de la surface libre utilisée reste cependant la même que celle des codes fluides parfaits, méthode de suivi d'interface. Si de nos jours ces outils sont aboutis et fournissent des résultats assez précis, la simulation d'écoulements présentant des reconnections d'interface est encore inaccessible. Une des dernières évolutions destinées à résoudre ce problème est l'utilisation d'une nouvelle technique de représentation de la surface libre. Cette méthode est appelée méthode de capture d'interface.

Les écoulements à surface libre, dans les milieux naturels ou urbanisés, se produisent en général avec des conditions aux limites inhomogènes à cause de la distribution des rugosités du fond, fixes ou mobiles, et/ou des déformations importantes de la surface libre en particulier lorsqu'il y'a un impact de ce dernier avec des obstacles. Dans les écoulements à surface libre, en canaux rectilignes, l'interaction entre cet écoulement et un obstacle est l'origine d'écoulements secondaires générés par l'anisotropie de la turbulence. Ces écoulements secondaires s'organisent en mouvements cellulaires dans un plan horizontal ou perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement, et leur vitesse ne dépasse pas 3 à 5 % de la vitesse débitante.

Parallèlement, des travaux de modélisation ont tenté de simuler la structure tridimensionnelle de l'écoulement turbulent à surface libre développé en canal rectiligne de section rectangulaire dont le fond présente un obstacle de différentes formes.

En effet, grâce aux progrès réalisés en matière de modélisation et de la capacité de traitement numérique, des méthodes très performantes sont devenues beaucoup plus accessibles aux chercheurs. Des logiciels de calcul très puissants qui résolvent numériquement les équations de la mécanique des fluides sont mises au point. Dans notre travail, nous proposons d'entreprendre une simulation numérique tridimensionnelle d'un écoulement à surface libre stationnaire d'un fluide incompressible dans un canal rectiligne de section rectangulaire, avec la présence d'un obstacle

rectangulaire s'appuyant sur les deux parois, qui est installé suivant la transversale. L'outil d'investigation étant le logiciel *ANSYS* modèle numérique tridimensionnel en volumes finis utilisant les équations de Navier-Stokes.

Notre but est consacré à déterminer les différents paramètres qui caractérisent l'écoulement afin d'examiner la structure tridimensionnelle de l'écoulement autour d'un obstacle:

Visualisation tridimensionnelle de l'interaction Écoulement/Obstacle, les zones de recirculation, Champs et profils des vitesses axiales et transversales, les lignes de courants, Profils de pression.

Le premier chapitre est consacré à des généralités sur les écoulements à surface libre et leurs différents phénomènes. Une synthèse bibliographique des travaux numériques, et expérimentaux ayant traité les écoulements à surface libre en présence des obstacles pour diverses configurations et pour différentes conditions aux limites.

Le deuxième chapitre consiste à la présentation de notre problème physique, nous avons commencé par identifier notre problème et exposer les paramètres mis en jeu dans une étude d'un écoulement à surface libre en présence d'un obstacle. Ensuite nous avons exposé les méthodes de modélisation en mécanique des fluides et présente une revue bibliographique détaillée sur les écoulements turbulents

L'objectif du troisième chapitre est de présenter le code de calcul FLUENT et les deux géométries étudiées, ainsi que les différents paramètres et paramètres utilisés dans notre simulation.

Le chapitre quatre présente les résultats numériques. Une validation du modèle est faite dans le cas d'un obstacle rectangulaire. Les résultats numériques et expérimentaux ont été exploités pour discuter l'influence du facteur de blocage (débit) sur le modèle numérique, sur la structure de l'écoulement et sur les différents paramètres de l'écoulement. Ensuite nous avons étudié l'influence de l'inclinaison de la crête du déversoir sur le débit déversé et sur la structure de l'écoulement.

Introduction

Dans ce chapitre nous allons exposer les généralités et la synthèse bibliographique des travaux consacrés à l'étude des écoulements à surface libre en présence d'un obstacle, ce dans le but d'introduire le lecteur aux notions qui sont à la base de ce travail ainsi que pour situer notre travail par rapport à ceux de la littérature.

I.1 Généralités

I.1.1 Écoulement à surface libre :

Les écoulements dans les canaux naturels (rivière) et artificiels (irrigation, assainissement) sont, dans la plupart des cas, des écoulements à surface libre. La surface libre est l'interface entre l'air et l'eau. La pression sur la surface libre est égale le plus souvent à la pression atmosphérique.

La modélisation des écoulements à surface libre nécessite un découpage du domaine global de calcul en deux sous domaines non miscibles séparés par une interface bien définie appelée la surface libre.

Du point de vue de la turbulence, l'effet de la surface libre est similaire à celui de la paroi solide : la surface libre amorti le mouvement fluctuant vertical en amplifiant les contraintes turbulentes longitudinales et transversales au profile de la contrainte verticale

I.1.2 Classification des écoulements :

Les écoulements sont classés suivant leurs caractéristiques géométriques et physiques :

I.1.2.1 Écoulement permanent et non permanent :

En régime permanent, toutes les variables de l'écoulement sont indépendantes du temps.

$$\frac{\partial(\quad)}{\partial t} = 0 \quad (\text{I-1})$$

Si les caractéristiques de l'écoulement varient par rapport au temps, l'écoulement est dit non permanent.

$$\frac{\partial(\quad)}{\partial t} \neq 0 \quad (\text{I-2})$$

I.1.2.2 Écoulement uniforme et non uniforme :

L'écoulement est uniforme si pour une longueur donnée du canal les caractéristiques géométriques du canal restent constantes.

L'écoulement est non-uniforme ou varié si les paramètres caractérisant l'écoulement changent d'une section à l'autre. La pente de la surface libre diffère de celle du fond, c'est le cas pour la quasi-totalité des écoulements dans les cours d'eau naturels.

Les écoulements non-uniformes se subdivisent en écoulement *graduellement varié* (où les caractéristiques de l'écoulement varient graduellement dans l'espace) et les écoulements *rapidement ou brusquement varié* (où les caractéristiques de l'écoulement varient brusquement dans un espace assez étroit), voire la figure (I-1) ci-dessous.

➤ **Écoulements permanents graduellement variés**

Les formes des lignes d'eau en écoulement graduellement varié sont appelées courbes de remous, elles peuvent prendre plusieurs formes suivant les conditions d'écoulement

Les deux termes généralement inconnus dans les écoulements graduellement variés sont en générales la vitesse d'écoulement $U(x)$ et le tirant d'eau $y(x)$ dans le sens x de l'écoulement

➤ **Écoulement Rapidement (brusquement) varié :**

Les écoulements brusquement variés sont des écoulements où la variation des caractéristiques du mouvement varie localement, ou dans un espace réduit, l'apparition la plus connue est le ressaut hydraulique.

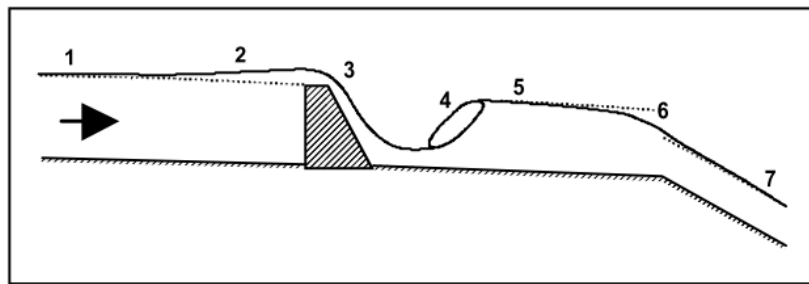


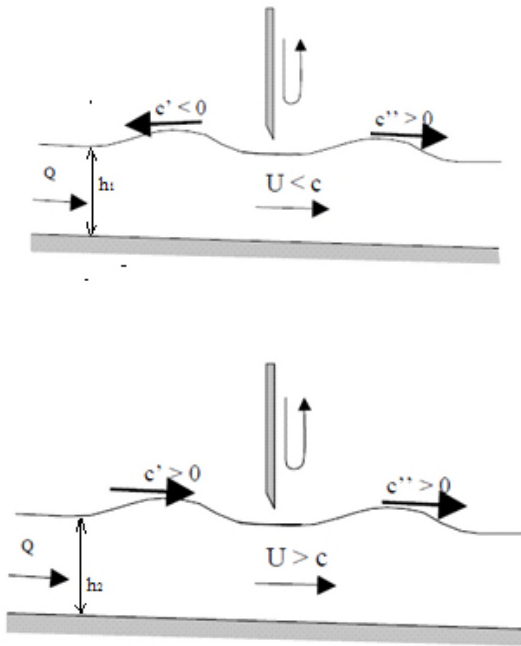
Figure (I-1) : Écoulements uniformes et non uniformes [18].

1 : uniforme fluvial, 2 : fluvial graduellement décéléré, 3 : rapidement accéléré (fluvial puis torrentiel), 4 : ressaut, 5 : uniforme fluvial, 6 : rapidement accéléré (fluvial puis torrentiel), 7 : uniforme torrentiel.

I.1.2.3 Régime fluvial et régime torrentiel :

Supposons un canal à section constante, à pente constante avec une hauteur h et un débit constant Q . On crée une perturbation grâce à une vanne que l'on ferme et que l'on ouvre très rapidement.

Au niveau de la surface libre, il se crée deux ondes de surface voire la figure (I-2). L'une se propage toujours vers l'aval et l'autre se propage vers l'amont si la vitesse dans le canal est inférieure à la vitesse de l'onde de gravité ; elle s'oriente vers l'aval dans le cas contraire.



Dans le cas où la vitesse du fluide est supérieure à la vitesse de l'onde c , l'amont n'est pas influencé par les conditions hydrauliques à l'aval (régime torrentiel) ; alors que, dans le cas contraire, on a une remontée de l'onde qui va perturber l'amont (régime fluvial), ce phénomène est appelé influence aval.

- U : vitesse de l'écoulement non-perturbé
- c : célérité des ondes
- c' : vitesse de l'onde amont
- c'' : vitesse de l'onde aval

Figure (I-2) : Propagation des ondes de surface [18].

Le nombre de Froude Fr est le rapport entre la vitesse moyenne de l'écoulement non-perturbé et la vitesse de propagation des ondes de gravité dans l'approximation des ondes longues :

$$Fr = \frac{U}{c} = \frac{U}{\sqrt{gh}} \quad (I-3)$$

- Si $Fr = 1$, le régime est dit critique. La hauteur correspondant à ce régime s'appelle hauteur critique, notée h_c .
- Si $Fr < 1$, la hauteur d'eau est supérieure à la hauteur critique ($h_1 > h_c$); dans ce cas le régime est dit fluvial, et l'on observe une onde qui se propage vers l'aval et une autre vers l'amont.
- Si $Fr > 1$, la hauteur d'eau est inférieure à la hauteur critique ($h_2 < h_c$) ; dans ce cas, le régime est dit torrentiel et l'on observe les deux ondes qui se propagent vers l'aval.

De cette expérience, on en déduit que :

- En régime torrentiel, c'est-à-dire, dans le cas où la vitesse du fluide est supérieure à la vitesse de l'onde, l'amont n'est pas influencé par les conditions hydrauliques à l'aval.
- Dans le cas contraire, en régime fluvial, on a une remontée de l'onde qui va perturber l'amont, ce phénomène est appelé influence aval.

L'écoulement à surface libre est souvent de type transitionnel, c'est-à-dire que l'on peut observer dans un même tronçon d'un canal des régimes d'écoulement fluvial et torrentiel, la figure

(I-1). Ces transitions peuvent être dues à des changements de pente du fond de canal, à la présence d'un obstacle, etc.

I.1.2.4 Écoulement turbulent et laminaire

Le nombre de Reynolds caractérise la turbulence. C'est le rapport entre les forces inerties et les forces de viscosité. Dans le cas des écoulements en canaux Re est donné par :

$$Re = \frac{R_H U}{\nu} \quad (I-4)$$

Dans le cas des écoulements en charge, on a :

- Écoulement laminaire : $Re < 2000$
- Transition $2000 < Re < 4000$
- Écoulement turbulent : $Re > 4000$

I.1.3 Distribution des vitesses et des pressions dans un canal

I.1.3.1 Répartition des vitesses dans un canal :

Un écoulement turbulent et permanent dépend généralement de trois variables x , y et z . On l'appelle écoulement tridimensionnel. Pour un canal, l'écoulement est représenté par la figure (I-3).

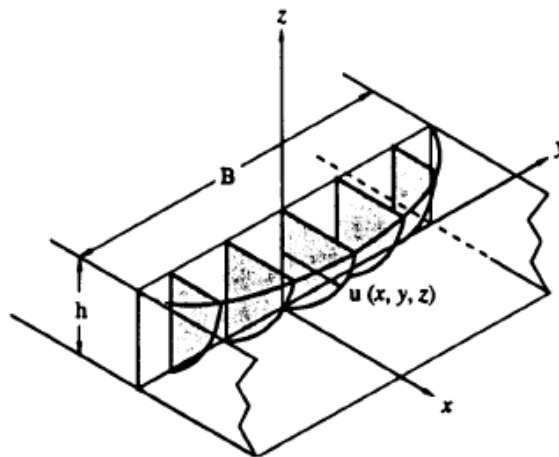


Figure (I-3) : Répartition des vitesses dans une section du canal [19].

Si le canal a une largeur B , importante par rapport à la profondeur h , l'écoulement est considéré bidimensionnel, sauf sur une petite distance proche des parois verticales.

Dans un écoulement le long d'un canal, il y a une répartition de vitesse entre la paroi et la surface libre. La vitesse ponctuelle u , est nulle sur la paroi et croît rapidement lorsqu'on s'en éloigne.

La valeur maximale de la vitesse U_{\max} est atteinte un peu au-dessous de la surface libre, figure (I-4).

Et le profil de la vitesse est approximativement logarithmique, figure (I-3).

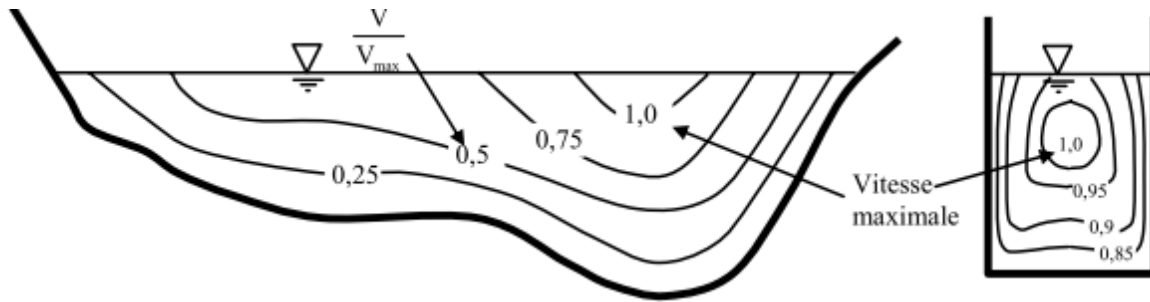


Figure (I-4) : Profil des vitesses dans un canal rectangulaire [19].

I.1.3.2 Distribution des pressions dans un canal :

La pression sur la surface libre est égale le plus souvent à la pression atmosphérique (isobare). Dans un écoulement rectiligne à surface libre la distribution des pressions est hydrostatique, ça veut dire que la pression est liée à la profondeur suivant une loi linéaire : $P_r = \rho gh$, où P_r est la pression relative au fond d'un canal, h est la profondeur et ρg est le poids volumique du liquide qui s'écoule.

I.1.4 Les phénomènes physiques :

I.1.4.1 La surface libre :

La surface libre est l'interface entre l'air et l'eau. La pression sur la surface libre est égale le plus souvent à la pression atmosphérique.

Les écoulements à surface libre sont caractérisés par une interface eau-air. Le paramètre hydraulique permettant d'évaluer cette interface est le tirant d'eau, c'est-à-dire la variation de la hauteur entre le fond du canal et l'interface.

Par rapport à l'écoulement en charge, un écoulement à surface libre a une difficulté supplémentaire qui est la détermination de la position de la surface libre par rapport au fond du canal (tirant d'eau). Celle-ci est variable en fonction des caractéristiques du fluide et de l'écoulement. La figure suivante montre un exemple de forme de surface libre.

I.1.4.2 Le ressaut hydraulique :

Le ressaut hydraulique est une surélévation brusque de la surface libre d'un écoulement permanent qui se produit lors du passage du régime torrentiel au régime fluvial, figure (I-1). Il est accompagné d'une agitation marquée et de grandes pertes d'énergie, et il est classifié suivant la valeur du nombre de Froude au niveau de sa section amont, où la profondeur est appelée première hauteur conjuguée, le ressaut se subdivise en cinq types : ressaut ondulé $F_1=1\sim 1.7$, Ressaut faible :

$F_1=1.7\sim 2.5$, Ressaut oscillatoire : $F_1=2.5\sim 4.5$, Ressaut stable (établi) : $F_1=4.5\sim 9$, Ressaut fort : $F_1>9$. Le ressaut hydraulique est l'un des phénomènes les plus complexes en hydraulique à surface libre. Les connaissances actuelles sur ce phénomène ne sont pas encore suffisamment étendues pour que l'écoulement interne soit parfaitement compris.

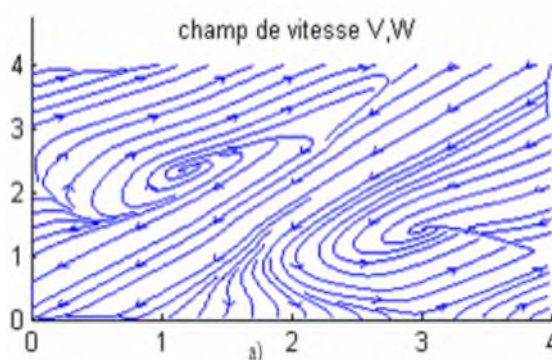
I.1.4.3 Écoulement secondaire :

Les écoulements secondaires sont des perturbations à grande échelle de l'écoulement moyen, qui modifie grandement la structure, sont influencés par le rapport de forme du canal et la présence de la surface libre, figure (I.5).

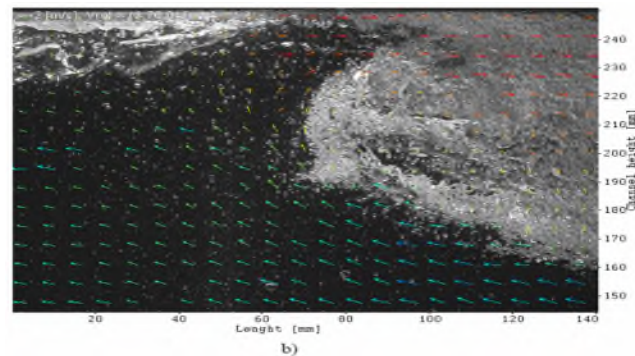
Il existe plusieurs types d'écoulement secondaires:

- Les premiers sont liés aux courbures du canal et aux gradients de pression qui en découlent directement.
- Le second type consiste en la perturbation du champ moyen par effet de la turbulence.

Dans la mesure où cette turbulence peut être générée par les parois, les obstacles et les angles; la présence de ces derniers va donc amplifier ces écoulements secondaires. Ces derniers se présentent sous la forme des zones de recirculations. Dans la figure (I-5) le champ de vitesse moyenne prend donc la forme de rouleaux contrarotatifs.



(a) Simulation numérique



(b) Visualisation expérimentale

Figure (I.5): Illustration des écoulements secondaires

I.1.5 Singularités dans les canaux :

Les singularités dans les canaux sont des obstacles qui provoquent des variations locales de la hauteur d'écoulement.

a. Seuils :

Les seuils sont utilisés soit pour mesurer le débit dans un canal, soit pour réguler le débit et contrôler les niveaux d'eau, figure (I-6). Il s'agit de structures par-dessus lesquelles l'écoulement doit passer.

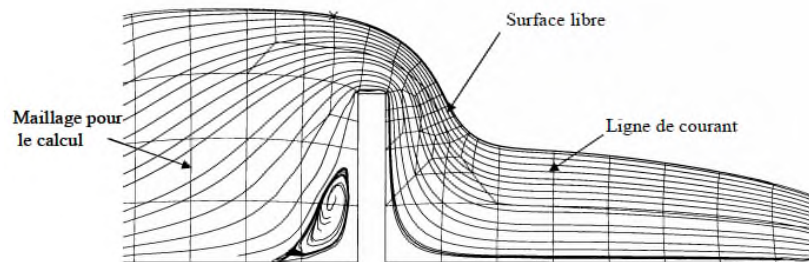


Figure (I-6) : Un seuil dans un canal

b. Vannes :

Les vannes sont placées dans les canaux pour régler la hauteur et la vitesse d'écoulement, Figure (I-7).Hydrauliquement elles se comportent comme des orifices c'est-à-dire que l'on observe à la sortie une contraction de la veine liquide.

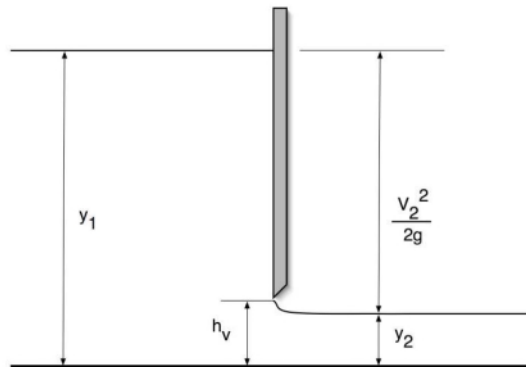


Figure (I-7) : une vanne.

c. déversoir

Le déversoir est un ouvrage de bifurcation qui permet un partage des débits dans deux canaux. Par rapport à une simple bifurcation, où les débits sont partagés quelle que soit la hauteur d'eau, dans un déversoir, le déversement n'a lieu que si la hauteur du fluide atteint la hauteur de la crête déversant, figure (I-8).



Figure (I-8) : Déversoir du réseau de Sélestat [21].

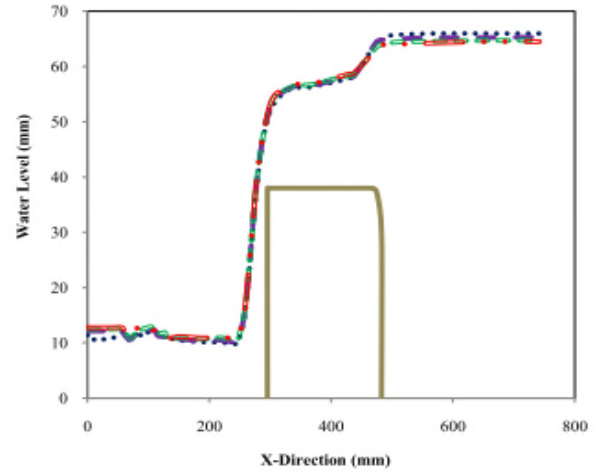
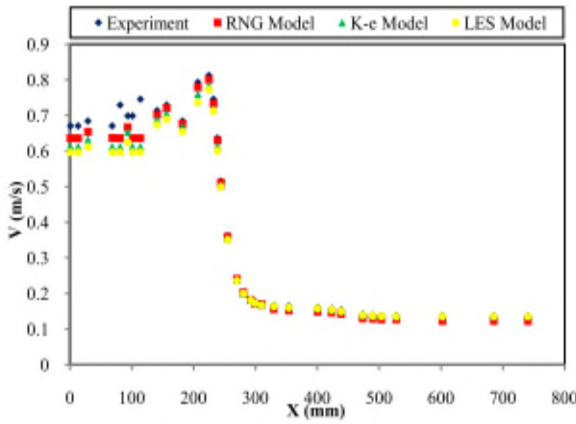
I.2 Synthèse bibliographique

L'analyse bibliographique développée dans ce chapitre regroupe des résultats d'expérience et des travaux de modélisation relative à des travaux de recherches menées sur des écoulements à surface libre dans des canaux rectilignes de section rectangulaire, avec et sans présence d'obstacles.

I.2.1 Études numériques :

I.2.1.1 Comparaisons entre les modèles numériques :

S. Afshar *et al* [7] ont comparé trois modèles numériques, dans un écoulement turbulent, permanent, non uniforme et tridimensionnel. Ils ont fait une étude expérimentale sur un écoulement à surface libre en présence d'une crête rectangulaire pour quatre débits volumiques différents (2, 3, 4 et 6 Lit/s). Des simulations ont été effectuées pour les quatre débits avec le modèle (VOF), ils ont utilisé trois modèles de turbulence : $k-\varepsilon$ RNG, $k-\varepsilon$ standard et *LES* pour tracer le profil des vitesses et la surface libre (V et Y en fonction de x). Les valeurs calculées ont été alors comparées aux valeurs expérimentales. Les résultats informatiques ont montré une bonne concordance avec des données expérimentales obtenues dans le laboratoire, les résultats indiquent que le modèle de RNG $k-\varepsilon$ qui donne la plus basse erreur, figure (I-9), tableau (I-1).



Figure(I-9) : Comparaison des profils des vitesses. **Figure(I-10) :** Comparaison des tirants Y.

Model	RE	RMSE	MAE
RNG	2.809	0.0247	0.0143
K-ε	3.647	0.0362	0.0232
LES	4.797	0.0457	0.0299

Tableau (I-1) : Erreurs des modèles numériques.

- Erreur moyenne relative :

$$RE = \frac{100}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{V_{\text{experimental}} - V_{CFD}}{V_{\text{experimental}}} \right|$$

- Erreur des racines carrées moyenne :

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (V_{\text{experimental}} - V_{CFD})^2}$$

- Erreur moyenne absolu :

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |V_{\text{experimental}} - V_{CFD}|$$

M. Doring et al [4] ont comparé deux codes de calcul destinés à la simulation d'écoulement à surface libre sans et avec obstacle. Ces deux codes (VOF et SPH) utilisent des approches différentes pour modéliser l'écoulement ainsi que la surface libre, figure (I-11). Les résultats des deux solveurs ont été comparés à travers différentes simulations. Les résultats numériques ont un bon accord avec les résultats expérimentaux, mais sous certaines conditions pour le solveur SPH. En effet, il a été mis en évidence l'importance de la modélisation multi fluide pour les simulations présentant des bulles d'air. Par conséquent, il apparaît intéressant d'étendre les possibilités du code SPH afin de résoudre des écoulements multiphasiques.

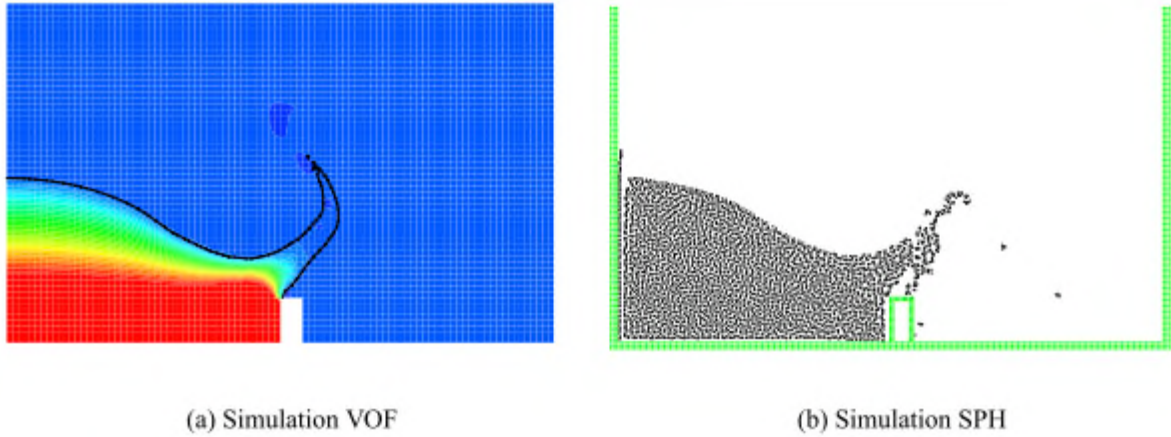


Figure (I-11) : Effondrement d'une colonne d'eau en présence d'un obstacle

A. Antonella *et al* [11] ont proposé une nouvelle technique de l'hybride RANS/LES. Cette nouvelle technique consiste à la reconstruction du tenseur de contrainte de Reynolds. Par conséquent, pas besoin du modèle explicite de RANS.

Le cas de test considéré pour des simulations numériques est l'écoulement turbulent dans un canal en présence d'un obstacle. Les résultats obtenus avec la méthode hybride sont tout à fait prometteurs. En faite, ils montrent un meilleur accord avec les résultats de DNS comparés aux calculs de LES, figure (I-12).

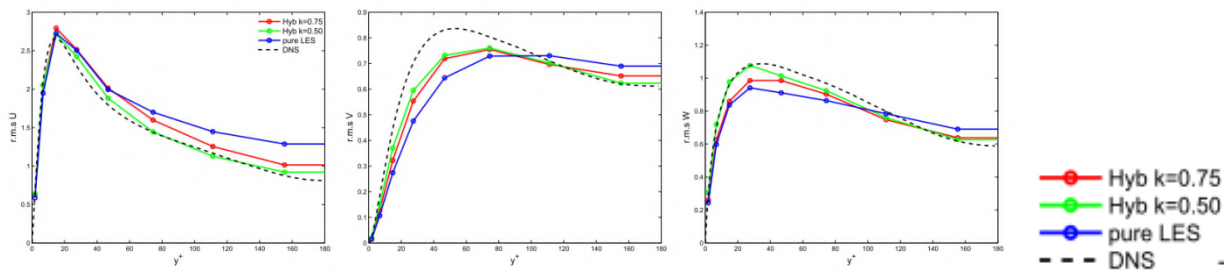


Figure (I-12) : Profils des vitesses u ; v ; w .

I.2.1.2 Influence des conditions initiales ou la forme de l'obstacle sur la surélévation

N. Hanna *et al* [3] ont Proposé une méthode numérique, pour résoudre un problème d'un flux irrotationnel, non visqueux, incompressible et stationnaire au-dessus d'un obstacle trapézoïdal bidimensionnel, se trouvant sur le fond du jet courant, figure (I-13). Ils ont tracé la surélévation η en fonction de x pour des différentes dimensions de l'obstacle et différentes valeurs du nombre de Froude $Fr > 1$. Pour étudier l'influence du nombre de Froude (Fr augment,

la surélévation diminue), la hauteur de l'obstacle (W augmente, la surélévation augmente), la largeur de l'obstacle (L augmente, le profil de la surélévation devient plus plat) et l'angle d'inclinaison α (α augmente, la surélévation diminue jusqu'à une valeur minimale puis elle augmente) sur la surélévation η . la figure (I-14) ci-dessous, montre l'effet de Froude sur la surélévation.

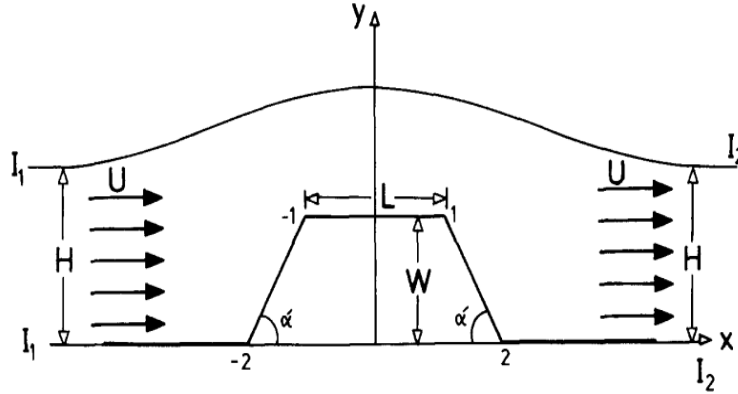


Figure (I-13) : Écoulement à surface libre en présence d'un obstacle trapézoïdal

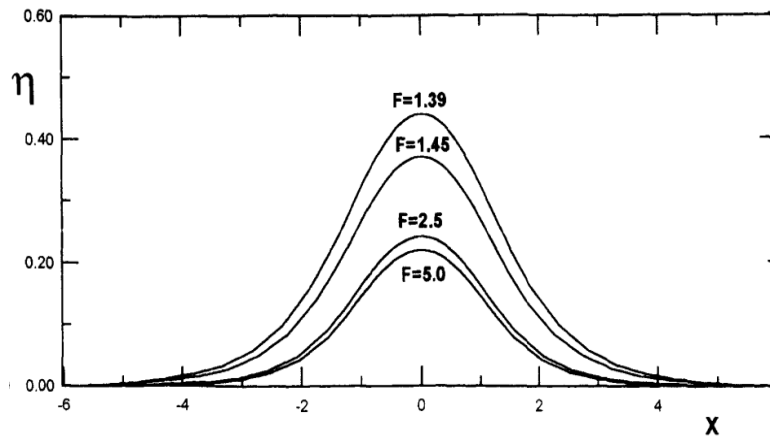


Figure (I-14) : Effet du nombre de Froude F pour fixe $W = 0.2$, $L = 1$, et $\alpha = 60^\circ$.

S. Kraft *et al* [14] ont proposé une étude sur le transport des sédiments dans un écoulement turbulent canalisé, la structure du fond du canal n'est pas horizontale, figure (I-15), l'écoulement est numériquement simulé avec LES pour tracer les champs instantanés de vitesse et lignes profilées correspondantes au trois instants différents de temps. les résultats obtenus ont été comparés aux données expérimentales, les résultats donnent une bonne concordance. Ce travail a démontré la capacité de cette approche (LES) pour étudier le comportement de la surface libre dans le temps.

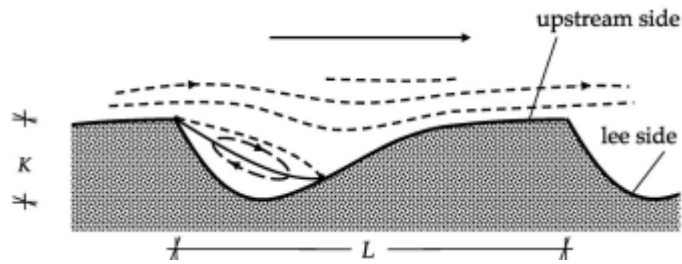


Figure (I-15) : écoulement au-dessus des ondulations (sédiments)

I.2.1.3 Études sur les phénomènes physiques

Les brise-lames franchissables sont conçus pour atténuer l'énergie de la houle incidente, par réflexion, déferlement et dissipation à l'intérieur de l'ouvrage.

N.Garcia *et al* [8] ont étudié la structure de l'écoulement autour de brise-lame, cette étude consiste à la simulation d'un écoulement à surface libre en présence d'un obstacle trapézoïdal, figure (I-16), ils ont tracé la surélévation, figure (I-17), et la vitesse en fonction de x à l'aide d'un modèle numérique bidimensionnel qui résout les équations de Reynolds. Le modèle, appelé COBRAS, inclut un modèle de turbulence $k-\epsilon$ et une technique « Volume Of Fluid » pour le suivi de la surface libre. Le modèle numérique, calibré et validé à partir des résultats expérimentaux, reproduit avec précision les phénomènes d'interaction houle/structure et permet d'analyser les conditions d'écoulement au voisinage et à l'intérieur de l'ouvrage poreux.

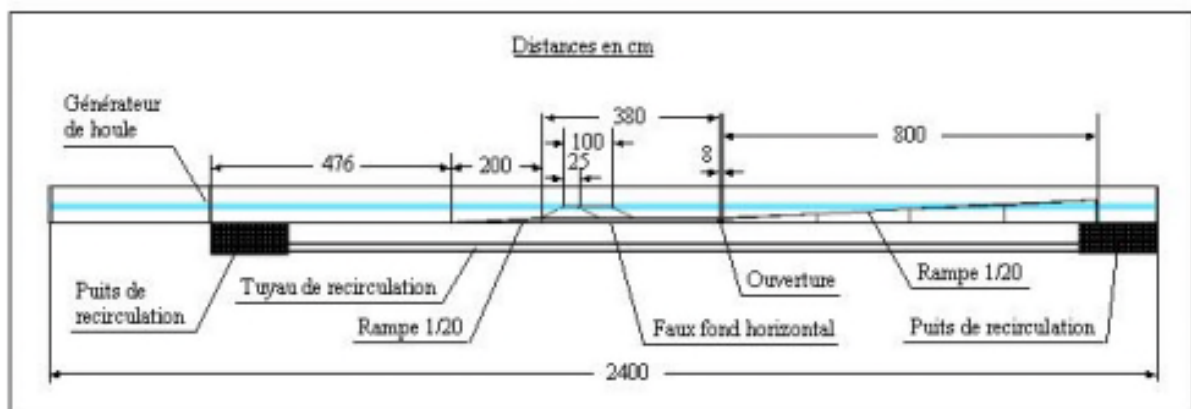


Figure (I-16) : configuration des essais

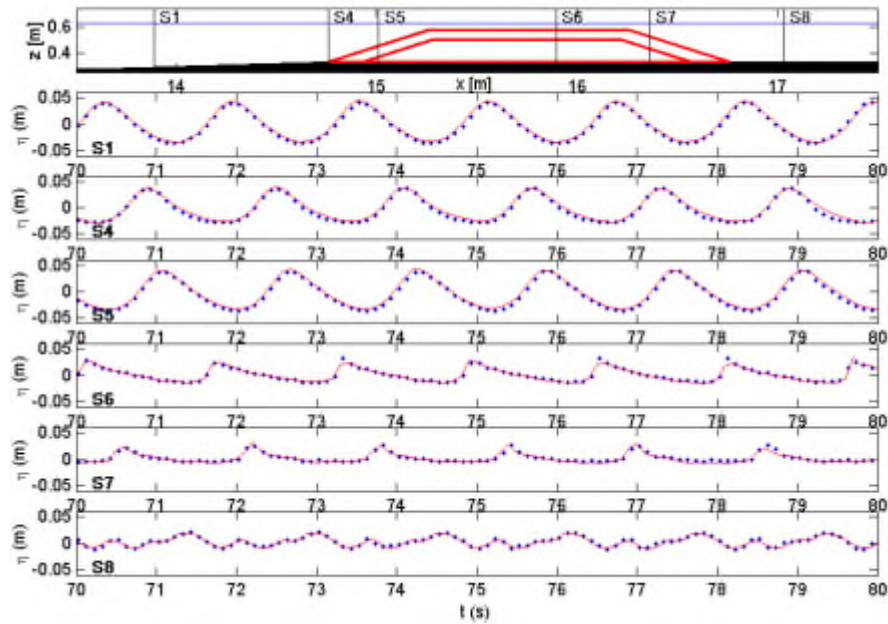


Figure (I-17) : Séries temporelles de déplacement de la surface libre.

Profondeur d'eau au large = 0.40 m ; hauteur de houle = 0.07 m ; période = 1.6 s.

Lignes continues : résultats numériques, lignes en pointillé mesures

B.Malick *et al* [6] ont proposé une étude numérique d'un écoulement instationnaire 3D avec un corps immergé au voisinage de la surface libre. Les deux conditions de surface libre sont satisfaites sous leurs formes non-linéaires et une formulation MEL est utilisée. A chaque pas de temps, ils résolvent ainsi un problème mixte aux valeurs limites pour calculer les intensités inconnues des singularités de Rankine. Ils ont présenté des résultats sur le champ de vagues et les forces sur un ellipsoïde immergé en présence ou en absence du fond. Les effets des non linéarités ont été mis en évidence, en particulier, l'influence du nombre de Froude sur les maximums de l'élévation de la surface libre a été mise en évidence, figure (I-18). De plus, en profondeur finie, ils ont observé l'influence du nombre de Froude basé sur la profondeur d'eau sur l'angle de dièdre du champ de vagues et sur les efforts de fluide exercé sur l'obstacle. Ils ont également montré les capacités du code à effectuer des calculs en mouvement instationnaire: changement de direction ou mouvement de rotation.

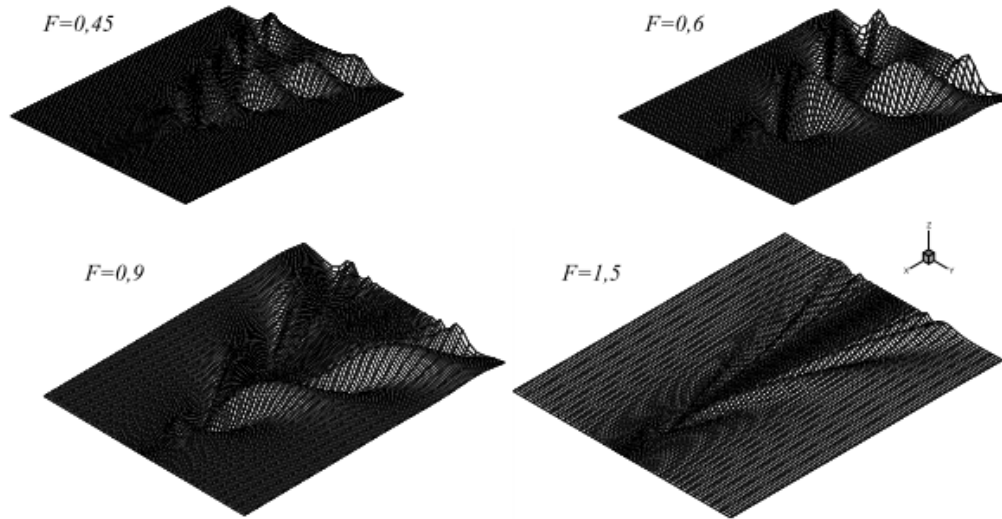


Figure (I-18) : champ de vague pour $Fr=0.45$; 0.6 ; 0.9 ; 1.5

C.Vikram *et al* [10] ont présenté une étude numérique sur un écoulement transitoire, bidimensionnel, en présence de deux obstacles sous forme rectangulaire, dans un jet libre. Des simulations numériques sont effectuées avec le modèle LES, ils ont surveillé l'évolution de la vitesse et la distribution des pressions pour Re (200 et 500), le but principal est d'étudier les influences de l'obstacle et le nombre de Reynolds sur les caractéristiques de l'écoulement. Les résultats numériques sont conformes aux résultats disponibles.

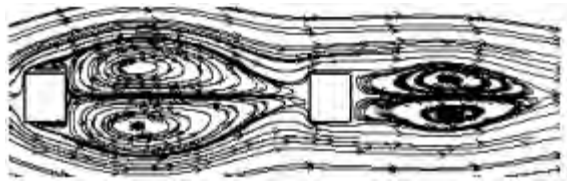


Figure (I-19) : ligne de courant pour $Re=200$

B. Biaisser *et al* [12] ont présenté une simulation 3D de la propagation et du déferlement d'une onde solitaire sur une bosse, figure (I-19). Le modèle numérique est basé sur le couplage d'une méthode d'éléments frontières (BIEM) résolvant les équations potentielles non-linéaires de l'écoulement pour toute la phase de propagation et d'une méthode de type Volume Of Fluid (VOF), associée à un solveur des équations de Navier-Stokes 3D est utilisé pour la phase de déferlement. L'analyse des profils des vagues, Figure (I-20), et des champs physiques (vitesse, pression) est présentée. Une autre analyse intéressante est de comparer le champ de pression au point de déferlement avec le champ de pression hydrostatique basé sur l'élévation de l'interface.

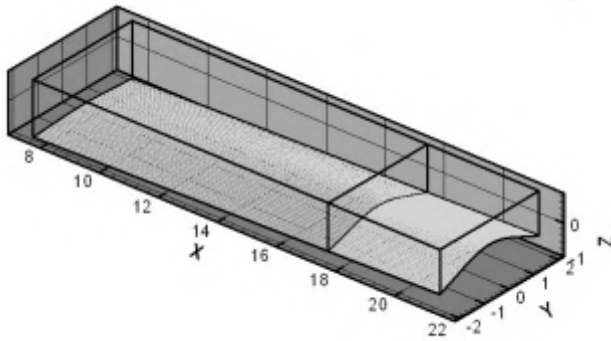


Figure (I-20): domaine de calcul BIEM/VOF d'une onde solitaire sur un fond de type bosse

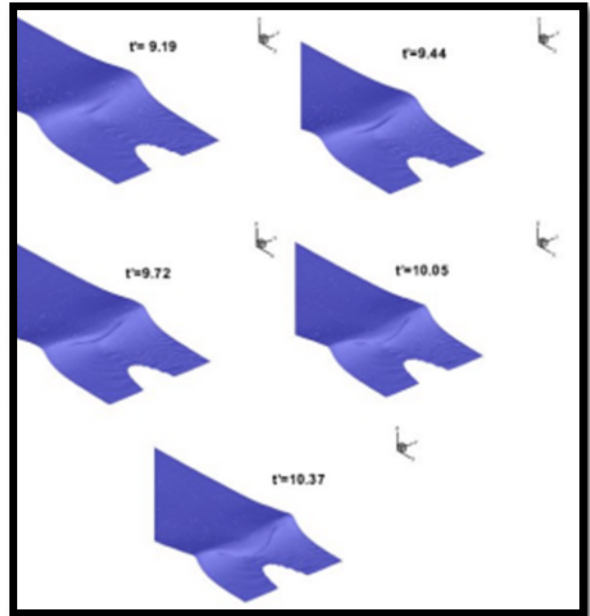


Figure (I-21) : Profils des vagues en 3D

J. Wertel *et al* [15] ont Présenté une description du modèle RSM en vue de la modélisation tridimensionnelle des écoulements turbulents en canal rectangulaire à surface libre. Ils ont utilisé la méthode des éléments finis de Galerkin pour écrire leur propre code sous Matlab, et ils ont comparé les résultats obtenus à des simulations sous fluent, puis ils ont mis en évidence les courants secondaires du champ moyen à travers une section transversale et leur sensibilité aux parois et à la surface libre. Et ils ont conclu que le modèle RSM est le seul à tenir compte de l'anisotropie de la turbulence et cela est nécessaire à prendre en compte pour avoir les courants secondaires.

T. Stoesser *et al* [16] ont présenté une simulation à grande échelle (LES), d'un écoulement turbulent instantané dans un canal à ciel ouvert, au-dessus des dunes bidimensionnelles, figure (I-21). Ils ont obtenu des résultats sur des différentes caractéristiques (les vitesses, les intensités de turbulence, les pressions, la surélévation) auxquelles le modèle LES montre une bonne concordance avec les données observées. Et ils ont fait l'étude sur Le champ d'écoulement instantané on tenant compte de leur intérêt sur la formation des vortex. Ils ont conclu que la connaissance au sujet des structures peut maintenant être employée, pour étudier leurs interactions avec le transport des sédiments et la déformation de lit.

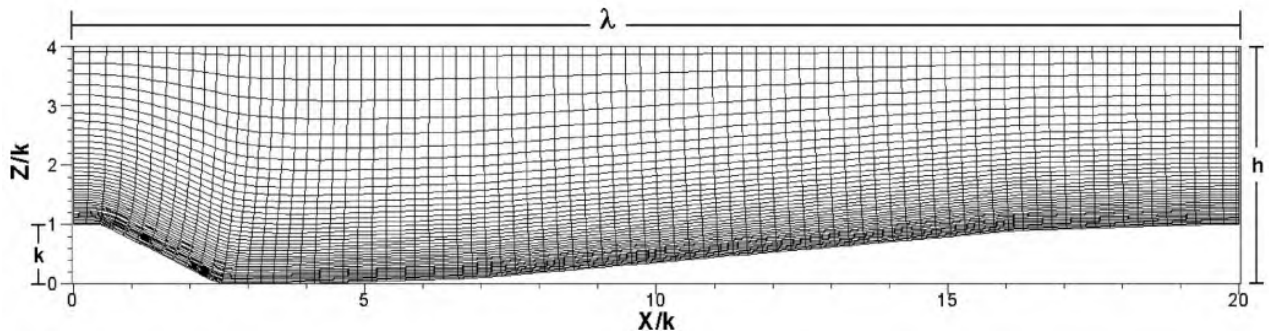


Figure (I-22) : Écoulement au-dessus des ondulations (dunes).

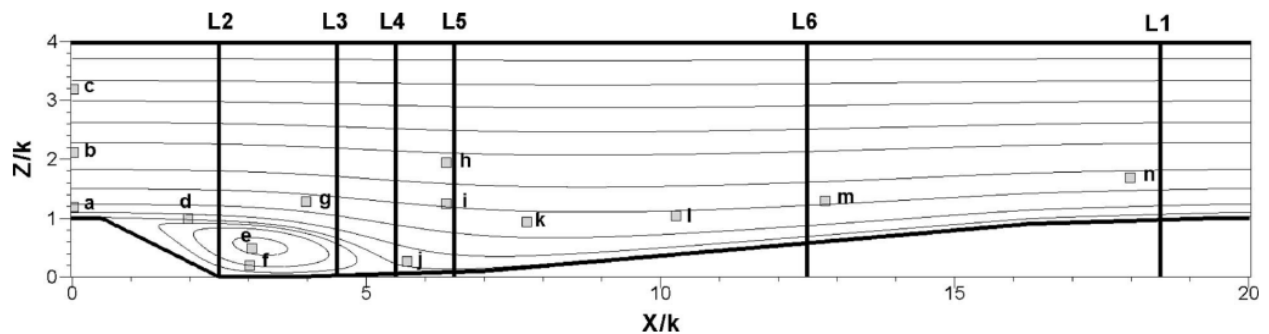


Figure (I-23) : Lignes de courant.

K. Kherbachea *et al* [1] ont présenté un modèle numérique (K- ϵ) basé sur le système d'équations de Navier Stokes a été élaboré. Ce modèle permettant de déterminer les différentes variables de l'écoulement graduellement varié aéré à l'aval du point d'inception sur l'évacuateur de crues à profil lisse.

Les résultats obtenus sont validés à l'aide des résultats expérimentaux obtenus par Cain (1978) sur le coursier lisse du barrage d'Aviemore. La comparaison entre ces résultats donne une bonne Concordance. D'après cette étude ils ont conclu que, dans un écoulement à surface libre sur un canal à profil lisse comporte trois zones : La zone d'écoulement lisse ; la zone d'écoulement graduellement varié aéré ; et la zone d'écoulement uniforme aéré.

I.2.2 Études expérimentales

I.2.2.1 ressaut hydraulique

B. Achour *et al* [2] ont contrôlé le ressaut hydraulique, par un seuil dénoyé à paroi mince et épaisse dans un canal rectangulaire a été expérimentalement testé. Deux configurations du ressaut sont considérées. La première configuration répond aux conditions expérimentales de Forster et Skrinde(1950) ($X = Lr$). Ils ont défini la fonction f de la hauteur relative pour un grand nombre de

valeurs de X/h_2 et ont permis ainsi d'aboutir à des résultats significatifs, figure (I-23) .la deuxième configuration correspond à un ressaut contrôlé dont la longueur L_j coïncide avec la position X du seuil, figure (I-24). Une nouvelle approche théorique du ressaut contrôlé par un seuil à paroi épaisse a été proposée pour le cas d'un écoulement incident généré par la mise en place d'un déversoir. Ils ont conclu que le nombre de Froude F_1 était lié à la hauteur géométrique du déversoir et du seuil.

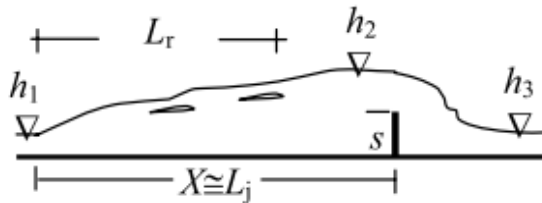


Figure (I-24): Contrôle du ressaut par un seuil à paroi mince pour $X=L_j$.

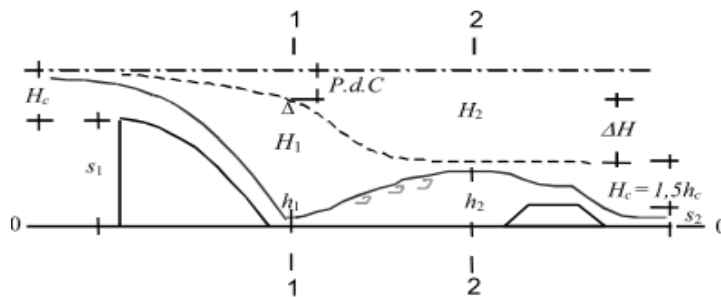


Figure (I-25) : Ressaut contrôlé par un seuil a paroi épaisse à l'aval d'un déversoir.

I.2.2.2 Influence du nombre de Froude, nombre de Reynolds ou la forme de l'obstacle sur la structure de l'écoulement

E.Mignot *et al* [5] ont présenté une étude expérimentale, d'un écoulement à surface libre en régime torrentiel, deux types d'écoulement ont été observés à l'amont d'un obstacle placé au fond d'un canal horizontal, figure (I-25). Le premier type, dit déferlement, correspond à un détachement du pied du ressaut hydraulique supérieur au détachement du pied du TFC (tourbillon fer à cheval), est obtenu pour des nombres de Froude et de Reynolds de l'écoulement amont élevé. Le deuxième type, dit décollement, correspond à un détachement du pied du TFC supérieur au pied du ressaut. L'influence des trois paramètres mis en évidence par l'analyse dimensionnelle sur la distance de détachement de ces deux structures d'écoulement a été étudiée analytiquement et expérimentalement. Il est apparu qu'une augmentation du nombre de Froude ou du nombre de Reynolds de l'écoulement amont ou une diminution de la taille de l'obstacle tend à réduire les distances de détachement.

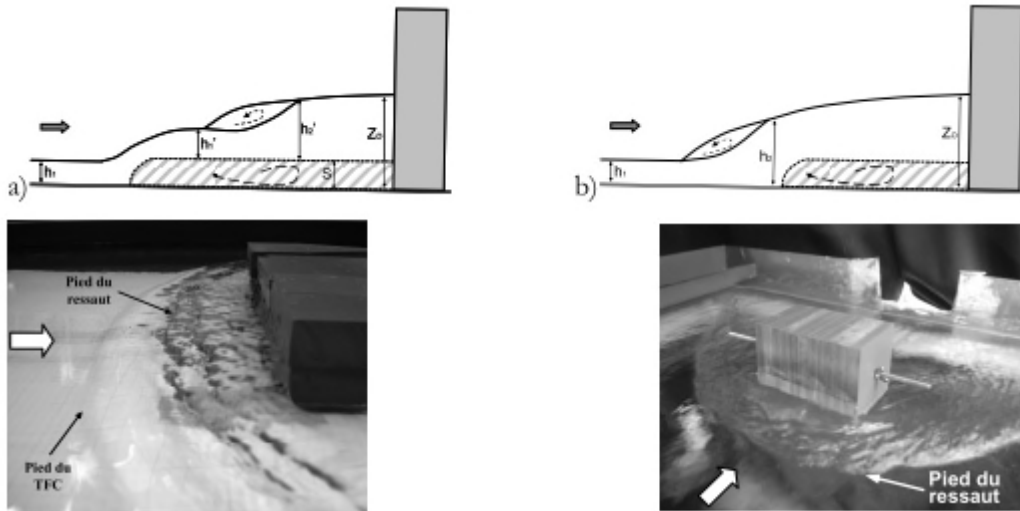


Figure (I-26) : Schéma et photos vus de côté d'un écoulement de type à l'amont de l'obstacle dans le plan de symétrie (a) décollement et (b) déferlement

F. Li *et al* [13] ont présenté une étude expérimentale d'un écoulement 2-D, irrotationnel, permanent, et à surface libre d'un fluide incompressible et non visqueux. Ils ont étudié les écoulements à surface libre au-dessus des obstacles triangulaires de différentes dimensions, et aussi l'effet du nombre de Froude sur le profil de la surface libre, figure (I-26), ils ont constaté que lorsque le nombre de Froude augment, la hauteur de la surface libre diminue, ceci signifie que l'effet de la pesanteur sur la surface libre pourrait être négligé pour un grand nombre de Froude ($Fr > 1$). La théorie linéaire donne la même conclusion avec Boutros. Ils intéressent de voir que la solution non linéaire régulière existe autour du $Fr=1$, et que les profils de la surface libre non linéaires calculés pour $F^2 > 0.9$ montrent qu'ils ne possèdent pas des vagues en aval de l'obstacle. Dans un autre mot, le nombre de Froude critique ne peut pas être exactement égal à 1.

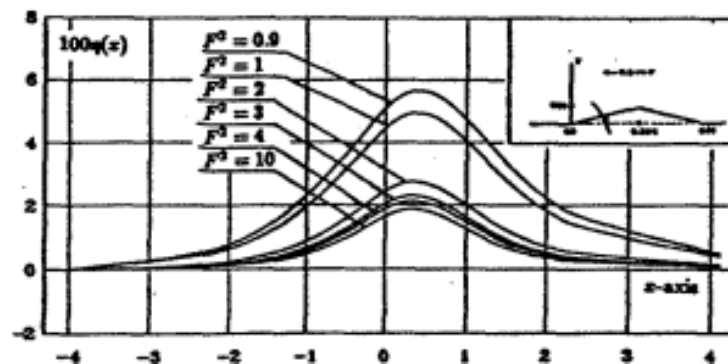


Figure (I-27) : influence du nombre de Froude sur la surélévation

I.2.2.3 Zones de recirculation

M. Sherry et al [9] ont présenté une recherche expérimentale sur les zones de recirculation formée en aval d'un écoulement turbulent à surface libre en présence d'un obstacle long d'un fluide incompressible pour différents nombres de Reynolds (1400-19 000), figure (I-27), les dimensions de zone de recirculation ont été déterminées en utilisant les lignes profilées autour de l'obstacle, figure (I-28). La zone de recirculation formée en aval de l'obstacle avant le revêtement immergé dans une couche limite turbulente a été étudiée en utilisant la technique PIV, ils ont conclu que la longueur de rattachement dépend fortement du nombre de Reynolds inférieur à 8500. Et pour Reynolds supérieur à 8500 la longueur est faiblement affectée.

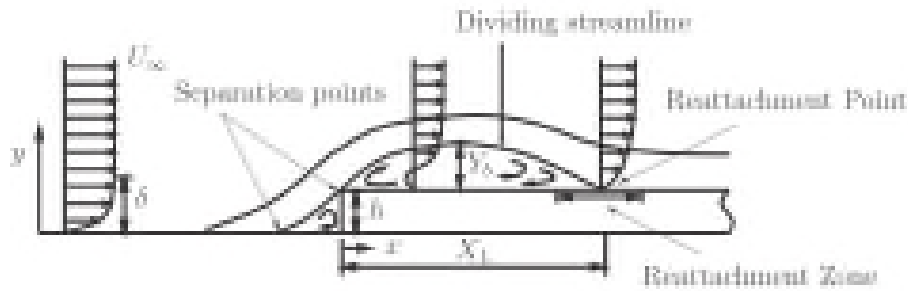


Figure (I-28) : configuration étudiée

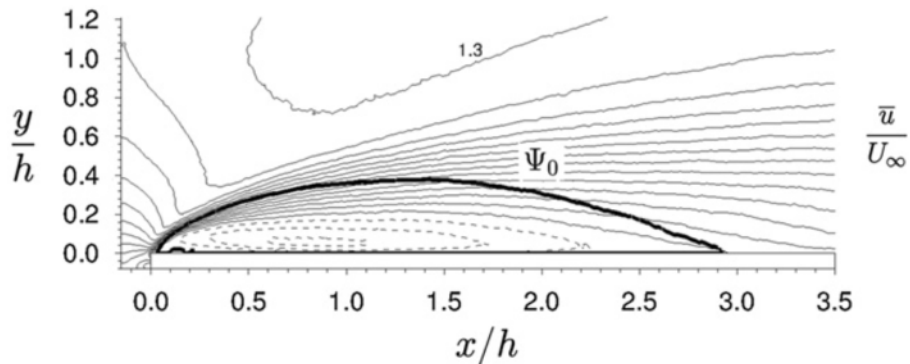


Figure (I-29) : lignes de courants

Conclusion

Après cette recherche bibliographique et la définition des axes de notre étude, on aborde le choix du notre modèle physique étudié, mathématique, ainsi que les conditions aux limites qui lui sont associées dans le chapitre suivant.

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons notre modèle physique, les hypothèses simplificatrices, ainsi que les équations de conservation qui régissent le phénomène d'un écoulement à surface libre turbulent incompressible et stationnaire. La modélisation des écoulements fluides consiste à déterminer en tout point les variables d'état représentatives de l'écoulement, soit: Interaction Écoulement/Obstacle, Zones de recirculation, Champs et profils des vitesses, les lignes de courants, Profils de pression, Profils de l'énergie cinétique turbulente, et taux de dissipation de l'énergie turbulente.

II.1 Positon du problème

II.1.1 Configuration et paramètres du problème

L'écoulement considéré est un écoulement permanent, isotherme, turbulent et non uniforme à surface libre d'un fluide incompressible et newtonien au-dessus d'un obstacle bidimensionnel (invariant suivant la direction transversale à l'écoulement) fixe sur le fond d'un canal rectangulaire lisse, figure (I.1).

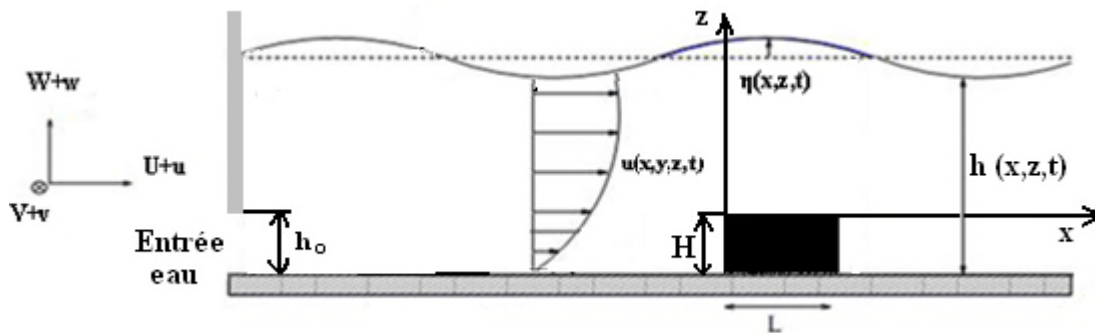


Figure (II.1): Configuration étudiée. [17].

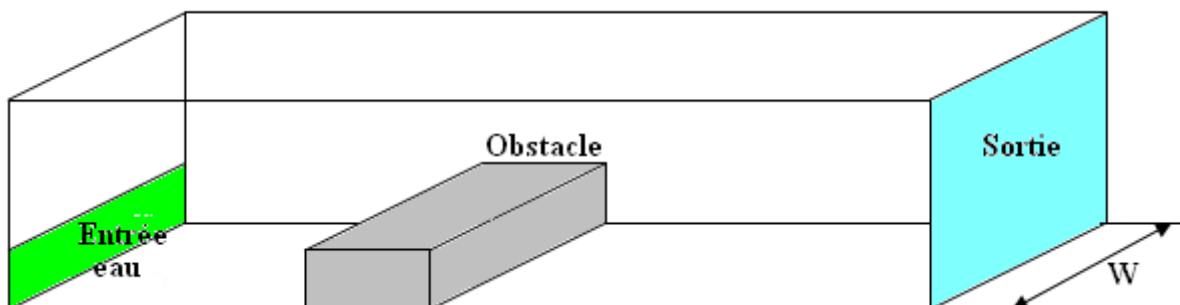


Figure (II-2) : La géométrie en trois dimensions.

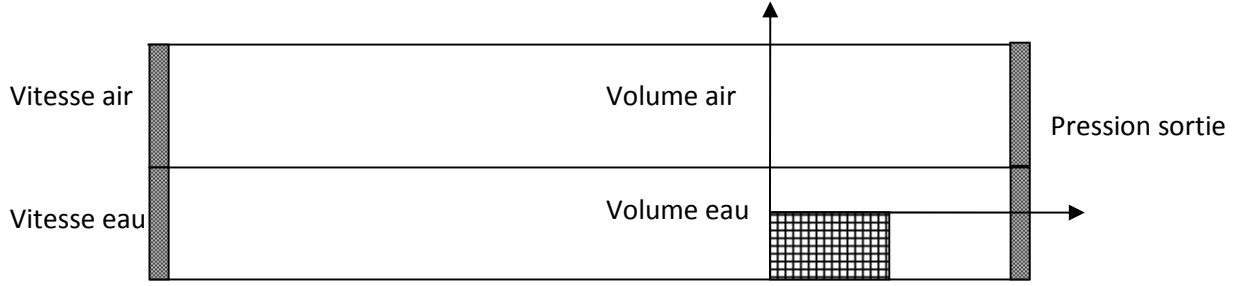


Figure (II-3) : Domaine physique étudié.

- L'eau a pour viscosité cinématique ν et pour masse volumique ρ .
- Dans cette étude on a négligé l'effet de la tension de la surface ;
- L'état non-perturbé, c'est-à-dire sans obstacle, est appelé l'état de base. Il est caractérisé par sa hauteur d'eau h_0 et sa vitesse débitante moyenne U_0 , définie par, $U_0 = \frac{Q}{Wh_0}$, Q étant le débit volumique, W la largeur de canal et l longueur de canal. La vitesse moyenne locale correspondante est $U_m = \frac{Q_e}{Wh_m}$. L'obstacle a pour longueur L , et hauteur caractéristique H .

II.2 Formulation mathématique

Le système d'équations de départ est basé sur le principe de conservation de la masse, et de la quantité de mouvement, qui constitue les équations de Navier-Stokes. Tenant compte des hypothèses simplificatrices décrites précédemment, on peut écrire nos équations sous forme cartésienne comme suit:

II.2.1 Equation de conservation de la masse :

L'équation de continuité exprimant la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel, l'équation de continuité sous forme cartésienne s'écrit sous la forme:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-1})$$

II.2.2 Équation de conservation de quantité de mouvement :

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier-

Stokes, pour un écoulement instationnaire exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique des fluides.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g_x + \nu \cdot \Delta u \quad (\text{II-2a})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g_y + \nu \cdot \Delta v \quad (\text{II-2b})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g_z + \nu \cdot \Delta w \quad (\text{II-2c})$$

II.2.3 Conditions aux limites :

➤ Sur les parois :

Conditions d'adhérence et de non pénétration sur la paroi :

$$u = w = 0 \quad \text{pour } z = 0 \quad (\text{II-3a})$$

➤ Conditions dynamiques :

A partir de la 2eme condition de saut sur l'interface en considérant que l'air est un fluide parfait et sans transfert de masse entre les deux fluides.

$$\begin{bmatrix} -(p_e - p_a) + 2\rho_e \nu_e \frac{\partial u}{\partial x} & \rho_e \nu_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \rho_e \nu_e \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & -(p_e - p_a) + 2\rho_e \nu_e \frac{\partial u}{\partial z} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{\partial h}{\partial x} \\ 1 \end{pmatrix} = 0 \quad \text{Pour } z=h(x, t) \quad (\text{II-3b})$$

➤ Condition cinématique :

A partir de la 1ère condition de saut, sans transfert de masse entre les deux fluides.

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} = w \quad \text{Pour } z=h(x, t) \quad (\text{II-3c})$$

II.3 Adimensionnalisation des équations de Navier-Stokes

L'adimensionnalisation des équations de Navier-Stokes, pour un écoulement bidimensionnel d'un fluide incompressibles et newtonien, conduit à quatre nombres sans dimensions.

$$u(x, z, t) = U_0 u^*(x^*, z^*, t^*) \quad \text{avec :}$$

$$x = L_0 x^* , z = h_0 z^* , t = \frac{l}{U_0} t^* , u = U_0 u^* , w = U_0 \frac{h_0}{l} w^* \text{ et } p = \rho_0 U_0^2 p^*$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0 \quad (\text{II-5a})$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + w \frac{\partial u^*}{\partial z^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{\tan \theta}{\beta Fr^2} + \frac{B}{Re} \Delta^* u^* \quad (\text{II-5b})$$

$$B^2 \left(\frac{\partial w^*}{\partial t^*} + u \frac{\partial w^*}{\partial x^*} + w \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{\partial p^*}{\partial z^*} - \frac{1}{Fr^2} + \frac{B^3}{Re} \Delta^* w^* \quad (\text{II-5c})$$

$$\text{Avec } \Delta^* = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2}{\partial z^{*2}} \right) \quad (\text{II-4})$$

Nombre sans dimension :

$$B = \frac{h_0}{l} \quad Fr = \frac{U_0}{\sqrt{g \cdot h_0}} , \tan \theta , Re = \frac{h_0 U_0}{\nu_e}$$

θ : c'est la pente du canal

➤ Conditions aux limites adimensionnées à la paroi :

$$u^* = w^* = 0 \text{ pour } z^* = 0 \quad (\text{II-6a})$$

➤ Conditions aux limites adimensionnées sur la surface libre $z^* = h^*(x^*, t^*)$:

$$\frac{1}{Re} \frac{\partial u^*}{\partial z^*} + B(p^* - p_a^*) \frac{\partial h^*}{\partial x^*} + \frac{B^2}{Re} \left(\frac{\partial w^*}{\partial x^*} - 2 \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} \right) = 0 \quad (\text{II-6b})$$

$$(p^* - p_a^*) - \frac{B^2}{Re} \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} \right) + \frac{B}{Re} \left(\frac{\partial u^*}{\partial z^*} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} + 2 \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = 0 \quad (\text{II-6c})$$

$$\frac{\partial h^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial h^*}{\partial z^*} = w^* \quad (\text{II-6d})$$

❖ **Les nombres adimensionnels :**

Quatre nombres adimensionnels contrôlent ce problème :

- **Fr** : le nombre de Froude de l'état de base, $F_0 = \frac{U_0}{\sqrt{gh_0}}$ qui rapporte la vitesse moyenne de l'écoulement non-perturbé à la vitesse de propagation des ondes de gravité dans l'approximation des ondes longues.
- **α** : le facteur de blocage, $\alpha = \frac{H}{h_0}$ compare la hauteur de l'obstacle H à la hauteur d'eau de l'état base h.
- **β** : le rapport d'aspect de l'obstacle, $\beta = \frac{H}{L}$ compare la hauteur de l'obstacle à sa longueur caractéristique.
- **Re** : le nombre de Reynolds de l'écoulement en canal, $Re = \frac{D_H U_0}{\nu}$, où D_H est le diamètre hydraulique. Pour l'ensemble des états de base que nous avons considéré, l'écoulement est turbulent.

II.4. Modélisation de la surface libre

La modélisation de la surface libre nécessite un découpage du domaine global de calcul en deux sous domaines. Le premier est constitué d'un volume d'eau et le deuxième, situé dans la partie supérieure du domaine d'étude, est rempli d'air. Le plan d'intersection des deux sous domaines représente la surface libre au démarrage du calcul.

Aucune contrainte n'est fixée au niveau de ce plan qui pourra donc se déformer. Dans ce cas, la pression atmosphérique est imposée sur la partie supérieure du domaine, constituée d'air.

Dans notre cas, la fraction volumique r_q est définie par :

$$r_q = \frac{\partial \Omega_q}{\partial \Omega_{maille}} \quad (\text{II-17})$$

$\partial \Omega_{maille}$ Représente le volume total de la maille de calcul et $\partial \Omega_q$ le volume de la partie de la maille occupée par la phase q. Si q représente la phase liquide (eau), nous avons alors :

- $r_q = 1$, la maille est entièrement remplie d'eau,
- $r_q = 0$, la maille contient exclusivement de l'air,

- $0 < r_q < 1$, la maille contient la surface libre

On suppose qu'il n'y a pas de transfert de masse entre phases, ni de tension à l'interface entre les deux fluides. Dans chaque cellule, la masse volumique et la viscosité globale sont représentées par la moyenne pondérée par la fraction volumique :

$$\rho = \sum_{q=1}^2 r_q \rho_q \quad \mu = \sum_{q=1}^2 r_q \mu_q \quad (\text{II-18})$$

Le volume V_q de la phase q , est défini comme suit :

$$V_q = \int_V r_q dV \quad \text{Ou :} \quad \sum_{q=1}^2 r_q = 1$$

➤ Toutes les équations valables pour chaque phase seront multipliées par une fonction r_q .

Equations des fractions volumiques (Equation de continuité pour chaque phase q) :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (r_q U_{iq}) = 0 \quad (\text{II-19})$$

Equations des fractions volumiques (Equation de quantité de mouvement pour chaque phase q) :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (r_q \rho_q U_{iq} U_{jq}) = -r_q \frac{\partial P_q}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[r_q \mu_q \left(\frac{\partial U_{iq}}{\partial x_j} + \frac{\partial U_{jq}}{\partial x_i} \right) \right] + r_q \rho_q g_i \quad (\text{II-20})$$

II.5 Décomposition de Reynolds :

En ce qui concerne les écoulements turbulents; les équations de Navier-Stokes, ne sont plus directement satisfaites et il est nécessaire de définir certains paramètres statistiques en fonction desquels de nouvelles relations seront exprimées.

En pratique, le calcul des écoulements turbulents par résolutions directes des équations de Navier-Stokes est très délicat et souvent inaccessible à cause des résolutions spatiales très élevées nécessaires dans ce type d'approche.

Dans ce cas, qui sera étudié plus en détail, on utilise la décomposition de Reynolds. Les équations de bilans sont moyennées sur un grand nombre de configurations et seules les valeurs moyennes sont explicitées

Pour un écoulement turbulent, la vitesse et la pression ou les autres grandeurs connaissent des fluctuations telles qu'on ne peut les appréhender que de façon statistique. Des équations donc doivent être mises en place pour nous permettre de calculer la vitesse moyenne.

$$X(M, t) = \bar{X}(M) + \tilde{X}(M, t)$$

Ou \tilde{x} ou x' est la valeur de la fluctuante ou la fluctuation cette moyenne vérifie les règles dites de Reynolds :

➤ Les équations de mouvement moyennées sous la forme indicelle

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II-7})$$

$$\frac{\partial(\rho \overline{U_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{U_i U_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tau_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (\text{II-8})$$

En 1877, Boussinesq a exprimé les contraintes de Reynolds d'une manière analogue aux contraintes visqueuses en considérant les contraintes turbulentes proportionnelles au gradient de la vitesse moyenne,, le coefficient de proportionnalité μ_t est appelé alors viscosité turbulente par analogie moléculaire.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = 2\mu_t \overline{S_{ij}} - \frac{2}{3} \rho k_t \delta_{ij} \quad (\text{II-9})$$

$$k_t \equiv \frac{\overline{u'_i u'_j}}{2} \quad (\text{II-10})$$

$$\overline{S} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-11})$$

K_t est l'énergie cinétique de turbulence, S est le tenseur de déformation

$$\frac{\partial(\rho \overline{U_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{U_i U_j})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{p} + \frac{2}{3} \rho k_t \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2(\mu + \mu_t) \overline{S_{ij}} \right) \quad (\text{II-12})$$

Après analyse des échelles des grandeurs liées à la viscosité turbulente, une approximation raisonnable de celle-ci s'écrit comme suit :

$$\mu_t = (const) \rho V L \quad (\text{II-13})$$

Ou : V est une échelle de vitesse.

Et : L est une échelle de longueur.

➤ La viscosité turbulente μ_t s'exprime, dans le cas particulier K- ε , par le produit d'une échelle de vitesse \sqrt{K} et d'une échelle de longueur $\frac{K^{3/2}}{\varepsilon}$ appelé relation Kolmogorov-Prandtl [26].

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \quad (\text{II-14})$$

Ou : C_μ est une constante empirique.

La grandeur ε , appelé taux de dissipation de l'énergie cinétique, est défini par l'expression :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (\text{II-15})$$

D'où l'équation de transport de k- ε sous sa forme finale :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{u_j k})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + P_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II-16})$$

II.6 Les modèles de turbulence pour un écoulement diphasique

L'apparition de ces corrélations pose un problème de fermeture du système d'équations, le nombre d'inconnues devenant supérieur au nombre d'équations (quatre équations et cinq inconnues). L'objectif de l'ensemble des modèles de turbulence consiste alors à estimer ce type de termes, en utilisant un nombre réduit de nouvelles inconnues et d'équations correspondantes.

La première possibilité est de résoudre les équations exactes de ces corrélations d'ordre 2. Cependant, ces équations ne permettent pas la fermeture du système sans faire appel à des corrélations d'ordre 3 qui elles mêmes nécessitent la définition de corrélations d'ordre de plus en plus élevé. Chaque corrélation d'ordre (m) fait apparaître dans son équation d'évolution de nouvelles corrélations d'ordre ($m + 1$). Nous avons donc affaire à une hiérarchie infinie d'équations et pour résoudre le problème, nous sommes obligés d'introduire un "modèle de fermeture". Il est alors courant d'utiliser:

- Soit des modèles de fermeture du premier ordre consistant à modéliser les corrélations en les reliant directement au mouvement moyen: ce sont les modèles reposant sur le concept de la viscosité turbulente

- Soit des modèles de fermeture du second ordre, pour lesquels les équations des corrélations sont résolues après avoir modélisé directement les termes inconnus d'ordre 3.

Il existe un nombre relativement important de modèles de fermeture plus ou moins complexes. Nous allons présenter dans ce qui suit les caractéristiques principales des modèles les plus utilisés, en nous attardant sur le modèle (*K* - ϵ) choisi dans la suite de notre étude.

II .6.1 Modèle à zéro équation de type longueur de mélange

Pour mener à bien la résolution des équations de bilan, il convient d'évaluer la viscosité turbulente. Suivant un raisonnement inspiré de la théorie cinétique des gaz, Prandtl a proposé la formulation suivante [25]:

$$\nu_t = l_m^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (\text{II-21})$$

Où l_m est la longueur de mélange de Prandtl

La longueur de mélange l_m , qui apparaît comme la seule inconnue du modèle, peut être déterminée empiriquement pour des cas simples à partir de la configuration géométrique du domaine.

Ainsi, lorsque la convection et la diffusion des propriétés turbulentes peuvent être négligées, il est possible d'exprimer l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen en termes de longueur de mélange. En revanche, pour des écoulements complexes, dans lesquels les processus de transport turbulent sont importants, comme par exemple les zones de recirculations, ce modèle est limité du fait de la difficulté à déterminer l_m .

II .6.2 Modèle à une équation (*Modèle K - l*)

Nous entamons cette revue des fermetures à une équation par celle qui procède à la modélisation de l'équation de bilan d'énergie cinétique de la turbulence, en usant de la proposition de Prandtl-Kolmogorov [23].

$$\nu_t = C_\mu l \sqrt{K} \quad (\text{II-22})$$

Où C_μ est une constante empirique, et l est une échelle de longueur qui est donnée algébriquement.

Cette modélisation, appelée aussi (*Modèle K - l*), nécessite la résolution de l'équation de l'énergie cinétique turbulente définie dans l'équation (II.19).

La modélisation des différents termes de cette équation est nécessaire pour fermer les équations. Après arrangement et modélisation, les termes de diffusion turbulente $T + \Pi$ deviennent

$$T + \Pi = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_j}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II-23})$$

Où σ_K est le "nombre de Prandtl" d'énergie cinétique de turbulence, supposé en général constant. Les deux termes de production et de dissipation sont modélisés directement comme suit

$$P = \left[\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \right] \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \quad (\text{II-24})$$

$$\varepsilon = C_d \frac{K^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (\text{II-25})$$

Où C_d est une constante empirique.

On a donc finalement une équation modèle la plus utilisée de la forme:

$$r_q \rho_q \left[\overline{U_j q} \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[r_q \left(\rho_q \frac{\nu_t}{\sigma_K} + \mu_q \right) \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \right] - r_q \rho_q \left[\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_i} \right) \right] \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + r_q \mu_q C_d \frac{K^{\frac{3}{2}}}{l} \quad (\text{II-26})$$

Pour rendre le modèle opérationnel, il faut définir au préalable l'échelle de longueur ainsi que les valeurs des paramètres C_u , C_d et K_q . On adopte pour l'échelle l les mêmes expressions que celles de la longueur de mélange. S'agissant des coefficients empiriques, une représentativité convenable du modèle est généralement assurée en prenant : $C_u = K_q = 1$, $C_d = 0.07$ à 0.09 .

En fait, le gain en généralité est fort limité, dans la mesure où l'échelle de longueur reste toujours prescrite de façon algébrique.

II .6. 3 Modèles à deux équations (Modèle $K - \varepsilon$)

Pour dépasser les limitations du modèle précédent, il existe des modèles de turbulence qui prennent en compte le transport des quantités turbulentes en leur associant des équations de transport différentielles. Le modèle de fermeture ($K - \varepsilon$) fait partie de cette catégorie de modèles, élaboré par *Jones et Lauder* en 1974 et largement utilisé. Étant de plus très général, il est à ce jour le plus connu et le plus utilisé par les codes de calcul.

Le modèle $(K - \varepsilon)$ standard est un modèle semi-empirique basé sur les équations de transport d'énergie cinétique turbulente (K) et de sa dissipation (ε)

a) Equation de l'énergie cinétique turbulente (K)

Dans l'équation exacte de (K) , certains termes font intervenir des quantités autres que les inconnues $(\overline{U_i}, P, K, \varepsilon)$

$$r_q \rho_q \left[\overline{U_{jq}} \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \right] = -r_q \rho_q \overbrace{\left[\overline{u'_{iq} u'_{jq}} \frac{\partial (\overline{U_{iq}})}{\partial x_j} \right]}^{\text{à modéliser}} - \frac{1}{2} r_q \rho_q \overbrace{\left[\frac{\partial (\overline{u'_{iq} u'_{iq} u'_{jq}})}{\partial x_j} \right]}^{\text{à modéliser}} - r_q \rho_q \overbrace{\left[\frac{\partial (\overline{u'_{jq} p'})}{\partial x_j} \right]}^{\text{à modéliser}} - r_q \rho_q \varepsilon_q \quad (\text{II-27})$$

La modélisation de ces termes est nécessaire pour fermer les équations.

La modélisation du premier terme s'obtient en utilisant directement l'hypothèse de Boussinesq (équation (II.9), (II.10))

$$-r_q \rho_q \overline{u'_{iq} u'_{jq}} \frac{\partial (\overline{U_{iq}})}{\partial x_j} = r_1 \left[\mu_{iq} \left(\frac{\partial \overline{U_{iq}}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_{jq}}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K_q \delta_{ij} \right] \frac{\partial (\overline{U_{iq}})}{\partial x_j} \quad (\text{II-28})$$

L'expression de la viscosité turbulente d'après l'hypothèse de Boussinesq:

$$\mu_{iq} = \rho_q C_\mu \frac{K_q^2}{\varepsilon_q} \quad (\text{II-29})$$

Le deuxième terme peut être reformulé :

$$-\frac{1}{2} \rho_q \left[\frac{\partial (\overline{u'_{iq} u'_{iq} u'_{jq}})}{\partial x_j} \right] = -\rho_q \left[\frac{\partial \overline{K_q u'_{jq}}}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II-30})$$

$$\text{Avec : } \overline{K_q u'_{jq}} = \frac{1}{2} \overline{u'_{iq} u'_{iq} u'_{jq}} \quad (\text{II-31})$$

On relie $\overline{K_q u'_{jq}}$ à sa valeur moyenne K_q en exprimant le terme de diffusion par un terme proportionnel au gradient:

$$-\rho_q \overline{K_q u'_{jq}} = \frac{\mu_{iq}}{\sigma_k} \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \quad (\text{II-32})$$

Enfin on constate que les effets du troisième terme sont similaires à ceux du deuxième, ce qui incite à modéliser globalement leurs effets en posant

$$-r_q \rho_q \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \left(\overline{u_{iq} u_{iq} u_{jq}} \right) + \overline{u_{jq}} \right) \right] = r_q \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{iq}}{\sigma_k} \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \right) \right] \quad (\text{II-33})$$

On a donc finalement une équation modèle pour K_q de la forme

$$-r_q \rho_q \left[\overline{U_{jq}} \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \right] = r_q \left[\mu_{iq} \left(\frac{\partial \overline{U_{iq}}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_{jq}}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial (\overline{U_{iq}})}{\partial x_j} + r_q \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{iq}}{\sigma_k} \frac{\partial K_q}{\partial x_j} \right) \right] - r_q \rho_q \varepsilon_q \right] \quad (\text{II-34})$$

b) Equation de dissipation de l'énergie turbulente (ε)

L'équation pour (ε) s'obtient en prenant le rotationnel des équations des fluctuations de vitesse et ensuite en faisant la moyenne d'ensemble. La dérivation de cette équation est relativement aisée, mais les calculs restent fastidieux. On donne donc directement le résultat

$$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho_q r_q \overline{U_{jq} \varepsilon_q} \right) = r_q C_{\varepsilon 1} \left[\mu_{iq} \left(\frac{\partial \overline{U_{iq}}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_{jq}}}{\partial x_i} \right) \right] \frac{\partial (\overline{U_{iq}})}{\partial x_j} \frac{\varepsilon_q}{K_q} + r_q \rho_q C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon_q^2}{K_1} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[r_q \left(\frac{\mu_{iq}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial x_j} \right) \right] \quad (\text{II-35})$$

Les valeurs des 5 constantes ($C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$) sont déterminées en se référant à des données expérimentales pour les écoulements simples (turbulence en décroissance libre, écoulement en canal,...). Ces valeurs sont obtenues soit de façon directe, soit par une procédure d'optimisation basée sur des comparaisons des calculs issus du modèle ↔ expériences.

Les valeurs les plus courantes sont [24]:

$$(C_\mu=0.09, C_{\varepsilon 1}=1.44, C_{\varepsilon 2}=1.92, \sigma_k=1.3, \sigma_\varepsilon=1.3)$$

c) Domaine de validité et pertinence du Modèle K- ε

Ce modèle permet d'étudier de façon satisfaisante un certain nombre d'écoulements, mais n'est applicable qu'assez loin des parois. Il s'applique lorsque les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables, c'est à dire loin des parois. C'est pourquoi il doit être associé à une loi de paroi qui permet de ne pas mener la résolution des équations de bilan.

Ce modèle de turbulence a été appliqué avec succès pour la simulation d'une variété d'écoulements turbulents. Il est considéré à l'heure actuelle comme le modèle le plus fiable et le plus populaire parmi les modèles de turbulence, il peut combiner en revanche la simplicité de la formulation mathématique, le réalisme des phénomènes de transport et l'économie en terme de coût numérique [22].

Conclusion

Nous avons cerné les équations régissant les écoulements, on a retrouvé les équations de Navier-Stokes à partir de l'équation de continuité et de la quantité de mouvement. Le régime d'écoulement étant turbulent, nous avons transformé ces équations en tenant compte de ce phénomène pour obtenir les équations de Reynolds. Elles comportent un nouveau terme, le tenseur de Reynolds, ces équations ne suffisent plus pour déterminer toutes les inconnues. Il est donc nécessaire de modéliser ce tenseur avec un modèle de turbulence approprié

Introduction

La simulation numérique des écoulements est maintenant considérée comme de véritables expériences numériques lorsque les simulations sont faites avec soin. L'avantage des méthodes numériques est que toutes les quantités physiques liées à l'écoulement (surface libre, champ de vitesse, champ de pression, contraintes, ...) sont immédiatement obtenue. Dans une expérience l'obtention de ces quantités en tous les points du champ est souvent impossible ou très difficile à réaliser.

La première partie de ce chapitre porte sur les démarches d'utilisation d'un code de calcul numérique de dynamique des fluides pour modéliser un écoulement à surface libre. Nous présentons le logiciel de CFD choisi pour cette modélisation. Le choix des conditions aux limites est également un point très important.

La résolution des équations d'un écoulement se fait par l'utilisation d'une méthode numérique qui consiste à développer les moyens de la résolution de ces équations.

III.1 Présentations des deux géométries étudiées

III.1.1 Canal rectangulaire :

La première géométrie correspond à un écoulement bidimensionnel dans un canal à surface libre, turbulent, fluvial d'un fluide incompressible dérangé par un obstacle rectangulaire. La zone d'étude est représenté par un canal rectangulaire ayant 4 mètres de longueur, 1m de largeur et 0,8 m de hauteur. La figure ci-dessous nous montre clairement les dimensions de la géométrie et l'origine qu'on a prit pour dessiner notre géométrie sur le logiciel.

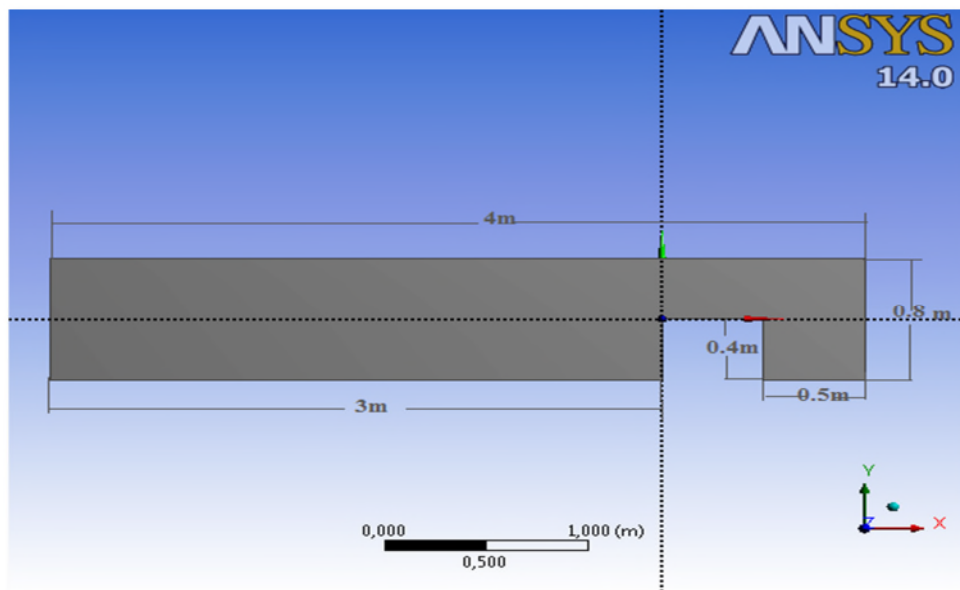


Figure (III-2) : Géométrie du canal rectangulaire.

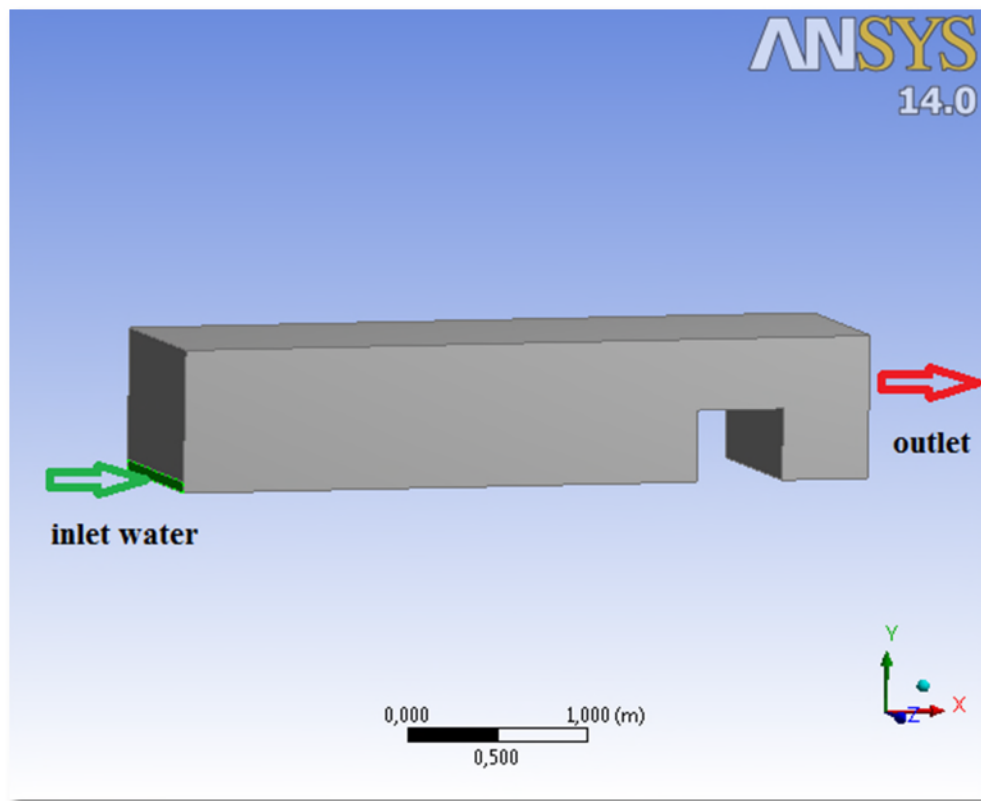


Figure (III-3) : Géométrie étudiée en trois dimensions.

III.1.2 Déversoir d'orage :

Dans les cas pratiques on trouve des géométries complexes, par exemple un déversoir d'orage, on les trouve dans les réseaux d'assainissement unitaire qui contiennent les eaux usées et les eaux pluviales au même temps.

Le rôle du déversoir d'orage est d'évacuer l'excès d'eau, dans le cas d'un orage de forte pluie pour les conduire directement à l'exutoire le plus proche (rivière, mer), car l'eau est considérée comme non polluée vu la grande quantité d'eau de pluie dans la conduite.

La deuxième géométrie correspond à un écoulement tridimensionnel à surface libre, dans un déversoir d'orage, turbulent d'un fluide incompressible dérangé par une crête de 0.55 m de hauteur, elle est positionnée obliquement de 50° par rapport à l'axe x. Le déversoir est devisé en deux compartiments, dont le premier présente une conduite ovoïde de 1.78 m de hauteur, de 1.10 m de largeur et 6 m de longueur et puis un canal rectangulaire d'une longueur de 2.5 m et de 0.5 m de hauteur et de largeur. La figure ci-dessous nous montre clairement la géométrie et l'origine qu'on a prise pour dessiner notre géométrie sur le logiciel.

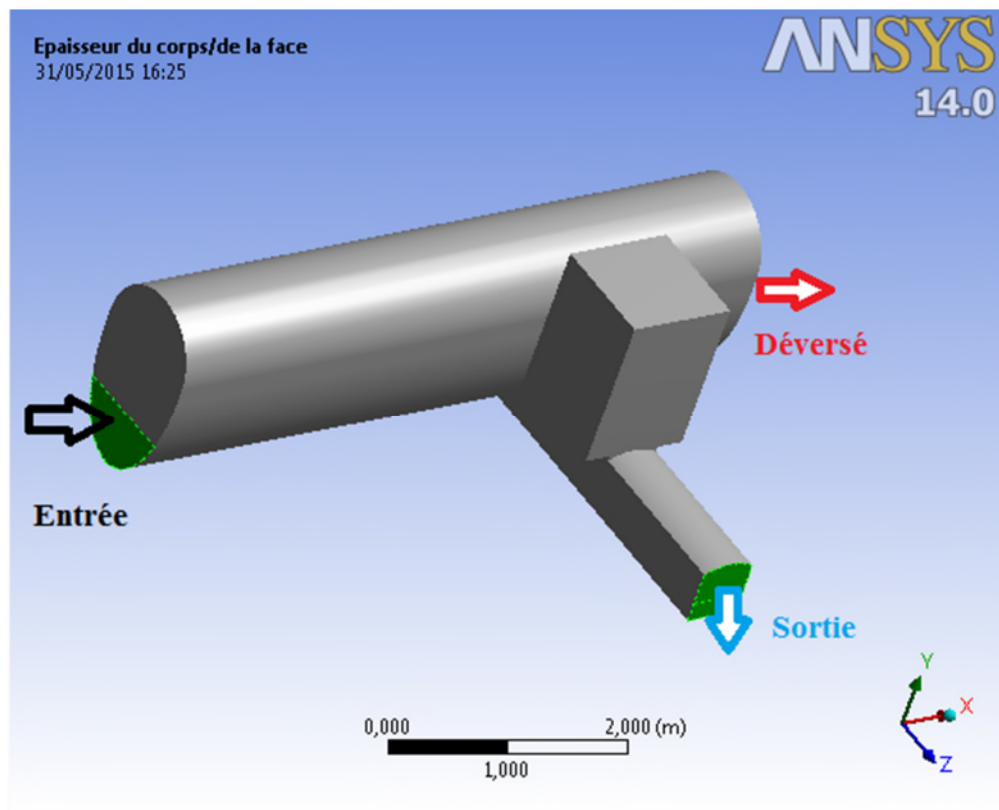


Figure (III-4) : Géométrie de déversoir d'orage.

Et dans la géométrie au-dessous, on a enlevé le corps de la géométrie et on a juste laissé ces arrêts pour bien éclaircir la crête et l'entrée de deuxième compartiment, ainsi que toute la géométrie.

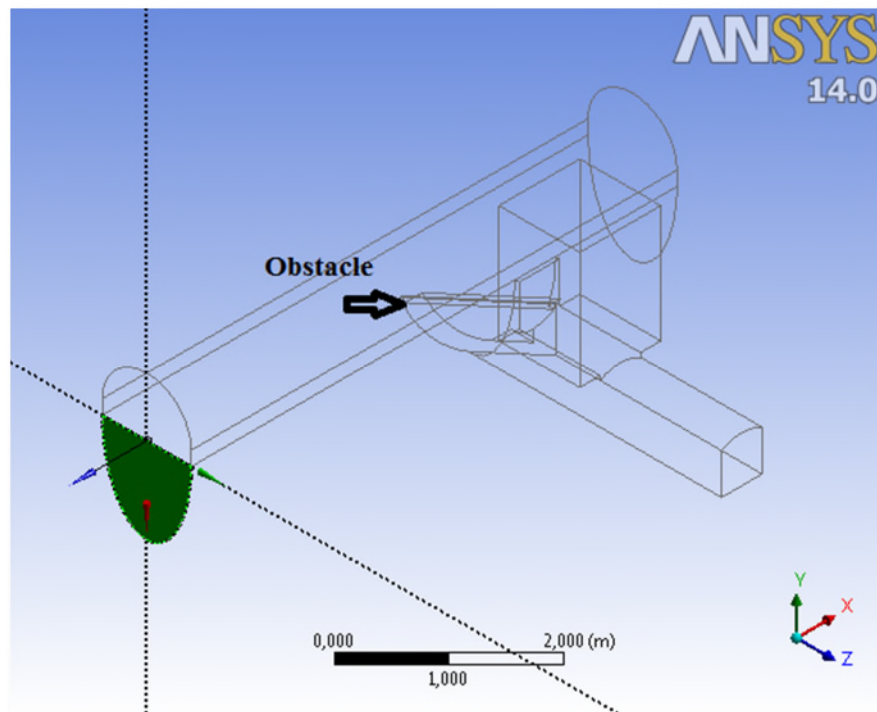


Figure (III-5) : l'obstacle de déversoir d'orage

III.2 Maillage

C'est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud, ou on trouve les composantes u et v du vecteur vitesse qui se trouve au milieu des segments reliant deux nœuds adjacents. La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points. Les grandeurs scalaires pression, température, sont stockées dans le nœud P du maillage, tandis que les grandeurs vectorielles u et v sont stockées au milieu des segments reliant les nœuds.

Le deuxième travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement. De sa qualité dépend la précision des calculs. Un nombre de mailles insuffisant fera diverger les calculs ou sera responsable d'une diffusion numérique trop importante. Il faut trouver un compromis entre le nombre des mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement de la discrétisation du domaine.

Nous avons choisi d'utiliser un maillage triangulaire d'une moyenne de 25 000 mailles. Un maillage concentré a été appliqué dans les frontières des obstacles, figure (III-6).

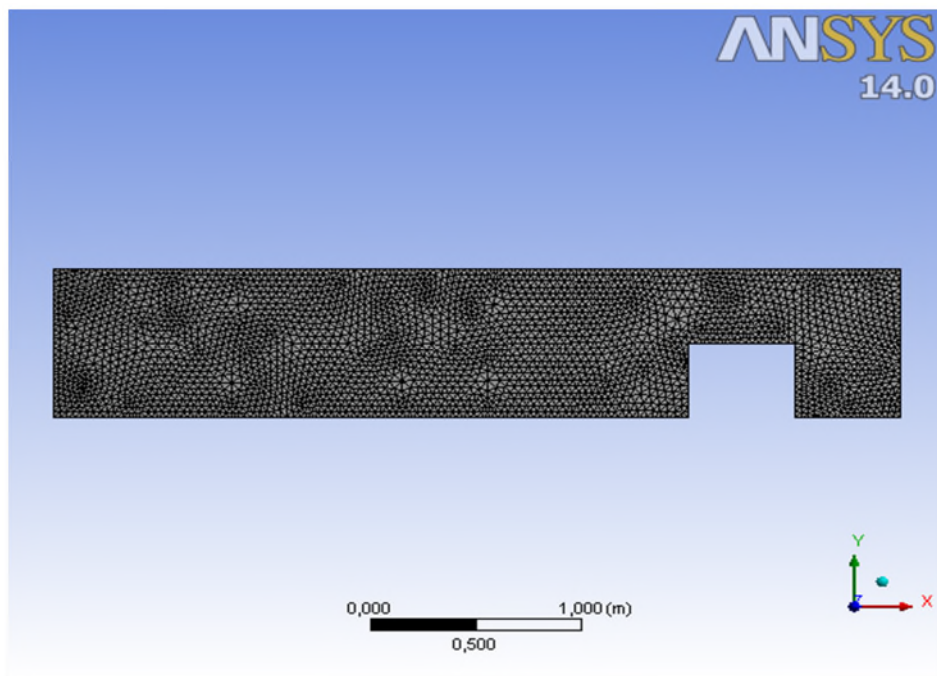


Figure (III-6) : Maillage fin pour un canal

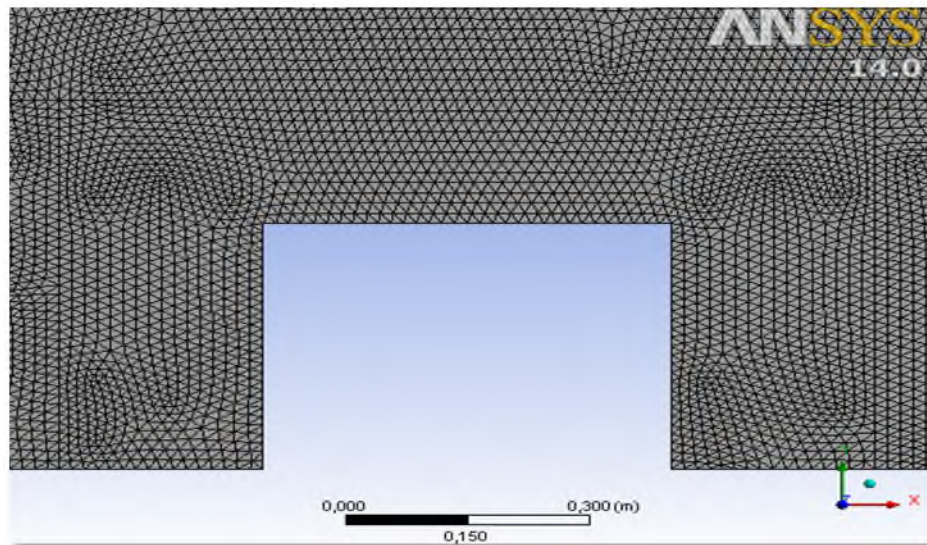


Figure (III-7) : Maillage autour de l'obstacle

Pour l'étude tridimensionnelle, nous choisissons d'utiliser le même type de maillage (tétraèdre) d'une moyenne de 65000 mailles. Un maillage concentré a été appliqué dans les frontières des obstacles, figure (III-8).

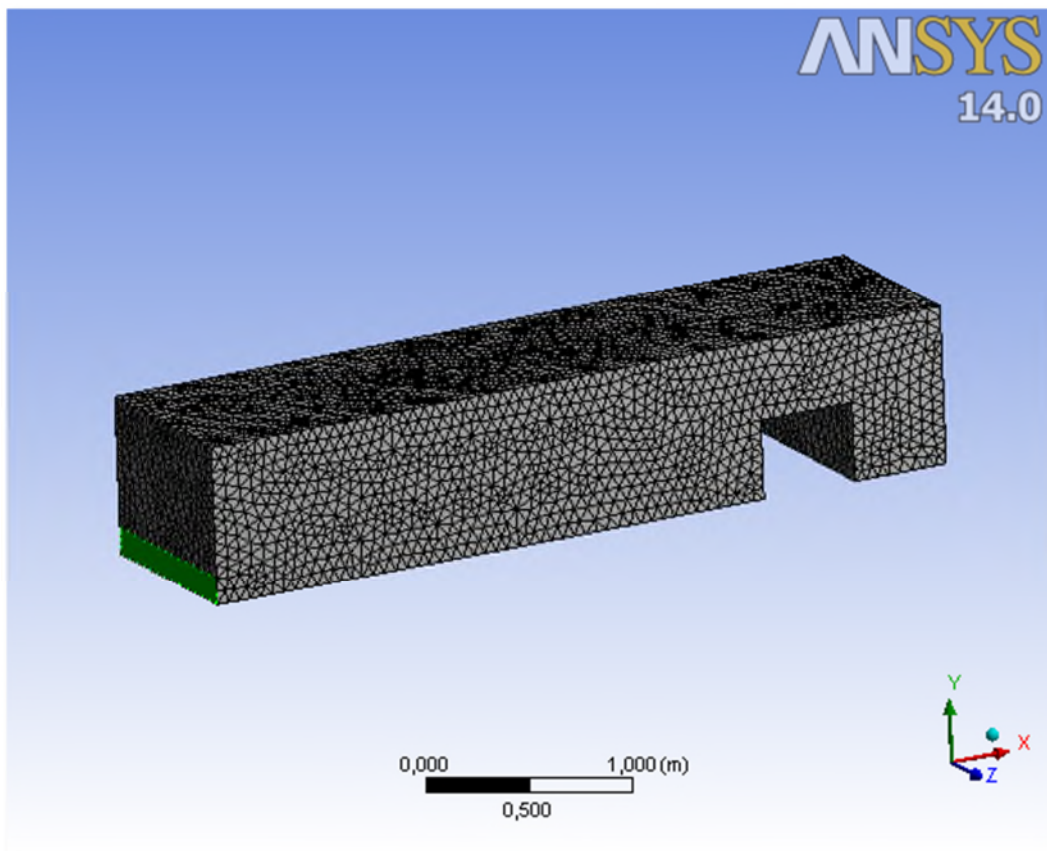


Figure (III-8) : Maillage en trois dimensions pour la première configuration

Pour la deuxième géométrie, nous avons choisi un maillage triangulaire d'une moyenne de 65000 mailles, nous n'avons pas raffiné le maillage, car le nombre des mailles est déjà très grand.

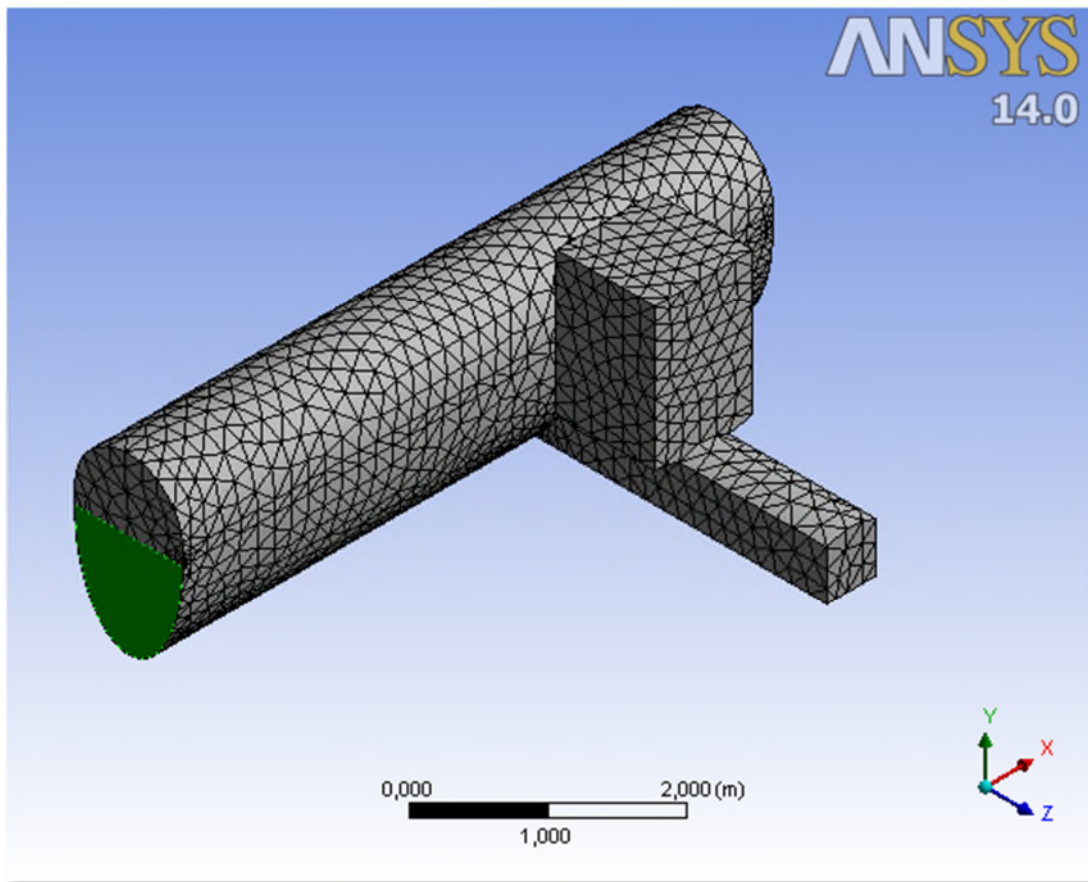


Figure (III-9) : Maillage pour la deuxième configuration étudiée (déversoir d'orage).

Dans le tableau ci-dessous, on a donné le nombre exact pour les deux configurations étudiées.

Géométrie		Nœuds	Mailles
Canal	2D Fin	14515	28336
	2D moyen	8230	15939
	2D Grossier	3664	6980
	3D	13238	64908
Déversoir d'orage 3D		9899	50753

Tableau (III-1): Nombre des mailles pour les différents maillages utilisés.

III.3 Conditions initiales

Il faut fournir au modèle numérique les conditions initiales qui représentent l'état de l'écoulement lors du démarrage de la simulation. Il est nécessaire de donner des vitesses initiales de l'écoulement dans différents domaines fluides (au niveau des volumes d'eau et d'air), ainsi que les valeurs initiales pour la turbulence, la pression et la fraction volumique (position initiale de la surface libre). Si les variables possèdent des valeurs initiales constantes, il est possible de les livrer directement au logiciel.

Dans le cas contraire, l'utilisateur peut créer un sous-programme (fonctions définies par l'utilisateur ou User Define Fonction) dans lequel il est possible d'établir des profils initiaux non uniformes pour chacune des variables de l'écoulement.

Les conditions initiales représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation. Elles s'appliquent sur les surfaces du domaine de calcul, la déclaration de ces dernières se fait après avoir chargé les surfaces maillées sous Fluent.

❖ Déversoir d'orage

Pour le déversoir d'orage on veut contrôler le débit de l'eau déversé, pour ce la, on propose étudier l'influence de l'angle d'obliquité ($A7$) de la crête suivant l'axe y , sur le débit déversé, figure (III-10). Donc nous avons fixé le débit à l'entrée et varié l'angle d'obliquité de l'obstacle.

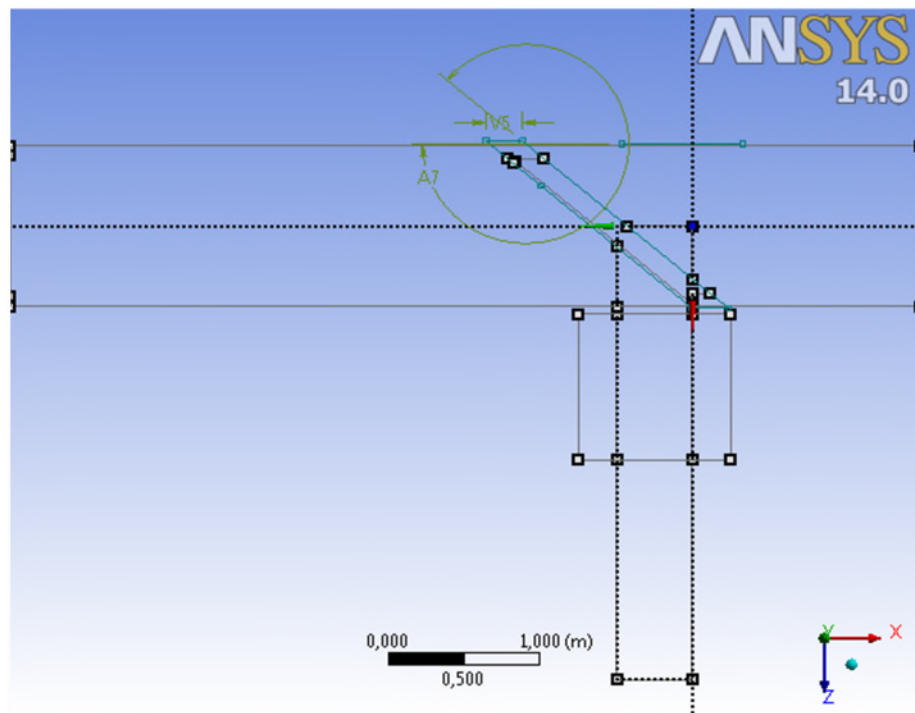


Figure (III-10) : L'angle d'obliquité de l'obstacle de déversoir.

Les cas de test avec des différents points de fonctionnements, qu'on a pris pour cette étude sont cités dans le tableau (III-2).

Q entrée (kg/s)	F_0	R_e	D_h (m)	U_0 (m/s)	I_t (m ² /s ²)	L'angle A7
297	0.34	112332.93	0.1454	0.796	3.74	320
						310
						300

Tableau (III-2) : Paramètres des tests pour le déversoir d'orage

III.4 Conditions aux limites

Afin de définir un problème avec une solution unique, nous devons fournir des informations sur les variables aux frontières du domaine.

- Spécifier les flux de masse, quantité de mouvement, énergie, etc. dans le domaine.
- Définir les conditions aux limites ce qui se traduit par :
 - Identifier la position des frontières (entrées, parois, sorties...)
 - Donner les informations sur ces frontières
- Les données dépendent du type des conditions aux limites et des modèles employés.
- Nous devons connaître l'information nécessaire aux frontières et positionner ces frontières où l'information est connue ou peut être correctement approchée.
- Des mauvaises conditions aux limites ont un impact sur les résultats.

Dans une modélisation, on ne peut pas toujours représenter la totalité de l'ouvrage. Dans ce contexte, les conditions aux limites définissent la valeur des paramètres hydrauliques (débit, vitesse,...) permettant de représenter l'effet en terme hydrodynamique de ce qui a été enlevé. L'étude des conditions aux limites est déterminante dans une modélisation.

Plusieurs types de conditions aux limites sont proposés dans le code de calcul Fluent. Nous en utilisons essentiellement trois conditions : vitesse d'entrée (Velocity Inlet), pression de sortie (Pressure Outlet), condition des parois (Wall) et atmosphère (Pressure Outlet), par ce qu'on travaille en surface libre.

Nous injectons un débit à partir d'une vitesse et d'une section mouillée (conditions aux limites de type Dirichlet).

La deuxième condition «pressure-Outlet» (pression de sortie) est appliquée au niveau des sorties du canal impose une hauteur d'eau sur une section du canal. Elle permet d'avoir une densité

constante sur une hauteur donnée, c'est-à-dire que les cellules voisines sont remplies d'eau. Cette condition est utilisée essentiellement pour imposer une condition à l'aval d'un canal à ciel ouvert.

La troisième condition «Wall» est une condition de flux nul. Elle est appliquée au niveau des parois ou des seuils. La vitesse est tangente à la paroi pour les cellules du voisinage.

La quatrième condition « Pressure Outlet» sortie du canal vers l'atmosphère.

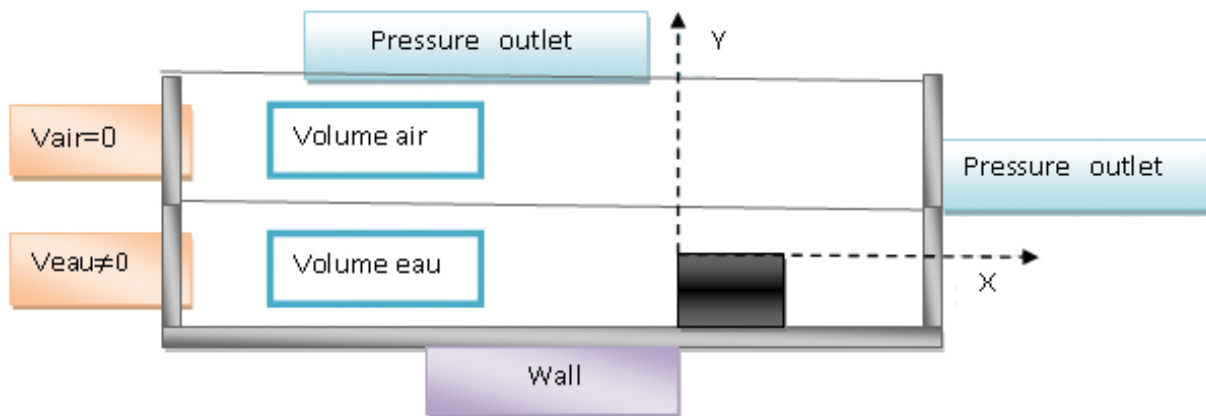


Figure (III-11) : Conditions aux limites imposées ;

III.7 Choix des modèles numériques

Le modèle de turbulence, les conditions initiales et aux limites, ainsi que le maillage retenu pour le passage du domaine physique au domaine numérique seront validés à l'aide des résultats expérimentaux [4, 7, 8, 12].

III.5.1 Modèle de turbulence :

Les simulations ont été réalisées avec le modèle de fermeture du deuxième ordre RNG k-ε la compatibilité de ce modèle pour les écoulements à surface libre est vérifiée par plusieurs auteurs [7].

III.5.2 Modélisation des écoulements à surface libre :

Pour les écoulements incompressibles, sans modèle d'énergie et sans prendre en compte les interactions entre domaines fluides, les méthodes VOF permettant une bonne résolution des problèmes hydrauliques à surface libre. Les limites de ce modèle sont les suivantes :

1. Aucune cellule ne doit être vide (présence obligatoire d'une ou plusieurs phases combinées).
2. Une seule phase seulement peut être compressible, mais pas les deux.

3. Les écoulements périodiques ne peuvent pas être simulés lorsqu'on active le modèle VOF (incompatibilité).
4. Ce modèle ne prend en compte actuellement ni mélange ni réaction.

Fluent dispose de quatre schémas numériques pour localiser l'interface eau-air par exemple : Euler Explicit, implicit, géométric reconstruction, donor-acceptor.

Le schéma « implicit » est adapté en régime permanent. En régime transitoire, l'utilisation des méthodes VOF implique la donnée du nombre de Courants. C'est un nombre sans dimension qui compare le pas de temps de calcul Δt au temps caractéristique durant lequel un élément fluide transite à travers le volume de contrôle. Le modèle VOF repose sur une méthode dite méthode de la fraction volumique.

Elle permet de localiser l'interface entre deux domaines fluides différents. Elle est applicable pour des fluides non miscibles (eau-air par exemple) c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'interpénétration entre fluides (sans transfert de masse entre les deux fluides par exemple).

III.6 Paramètres des simulations des écoulements à surface libre

Le modèle de turbulence a été employé. La surface libre est repérée au moyen de la méthode VOF. Cette méthode a été validée par plusieurs auteurs [4], [7], [8], [12]. Les schémas de discrétisation sélectionnés sont QUIK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) pour Volume Fraction, Body Force Weighted pour la pression et Second Order Upwind pour les autres paramètres.

Nous imposons un débit à l'entrée « velocity inlet » et une hauteur d'eau « Pressure-Outlet » à la sortie du canal. Le fond et l'obstacle sont considérés de type « Wall ».

Aucune contrainte n'est fixée au niveau de l'interface air/eau qui pourra donc se déformer. Dans ce cas, la pression atmosphérique est imposée sur la partie supérieure du domaine, constituée d'air.

Le couplage Pression-vitesse est fait selon l'algorithme « SIMPLE », et les coefficients de relaxation sont de l'ordre de 0.2 et 0.6 ont été sélectionnés.

L'utilisation des modèles de turbulence nécessite le calcul de certains paramètres de turbulence comme conditions aux limites du domaine d'étude, sont d'une utilité importante. En effet, la vitesse de convergence des calculs dépend des valeurs données initialement à l'ensemble de ces paramètres.

Le nombre de Reynolds pour un écoulement bidimensionnel est défini par:

$$Re = \frac{D_H U_0}{\nu} \quad (III-1)$$

$$\text{Avec } D_H = \frac{S_m}{p_m} = \frac{h^* L}{2(h+L)} \quad (III-2)$$

L'intensité turbulente I_t (%) est définie par :

$$I_t = 0.16 R_e^{-\frac{1}{8}} \quad (III-3)$$

L'énergie cinétique turbulente k (m^2/s^2) est définie par :

$$K = 1.5 (U I_t)^2 \quad (III-4)$$

L'échelle de longueur de la turbulence (l) est définie par

$$l = 0.007h \quad (III-5)$$

Le taux de dissipation visqueuse (m^2/s^3) est défini par

$$\varepsilon = C_u^{3/4} \frac{K^{3/2}}{l} \quad (III-6)$$

Avec C_u étant un coefficient empirique et vaut 0,9.

III.7 Validation du modèle

La réalisation d'une simulation numérique passe par la réalisation d'une série de validations sur ce qu'on appelle couramment des cas tests. Ce sont généralement des expériences de laboratoire ou in situ que nous reproduisons numériquement. Cela nous permet de vérifier la conformité de nos résultats sur des données possédant une faible marge d'erreur (erreurs de mesures de quelques pour cent généralement). Une fois seulement cette étape complétée, il est possible de passer à des simulations numériques sur des cas différents.

III.7.1 Condition d'arrêt

L'erreur qu'on a donnée au logiciel FLUENT, pour qu'il s'arrête les calculs est 10^{-3}

III.7.2 Convergence des calculs

On a basé sur deux critères pour définir la convergence du calcul :

- Critère sur l'erreur de masse : le déséquilibre en masse entre le flux entrant et le flux sortant est dû à l'accumulation des erreurs numériques de calcul. L'erreur sur la masse par rapport

au flux d'entrée est estimé par certains auteurs à 5 à 8% [21]. Pour notre travail on a jugé ce critère de convergence par une erreur inférieure à 1 %.

- Critère visuel au niveau des Lignes du graphe, on peut suivre graphiquement les erreurs de la masse, vitesses u , vitesses v , vitesses w , K et ϵ après chaque itération, figure (III-12). Lorsque les valeurs des variables se stabilisent, on déduit que le code de calcul ne peut pas donner des résultats plus précis pour la géométrie étudiée.

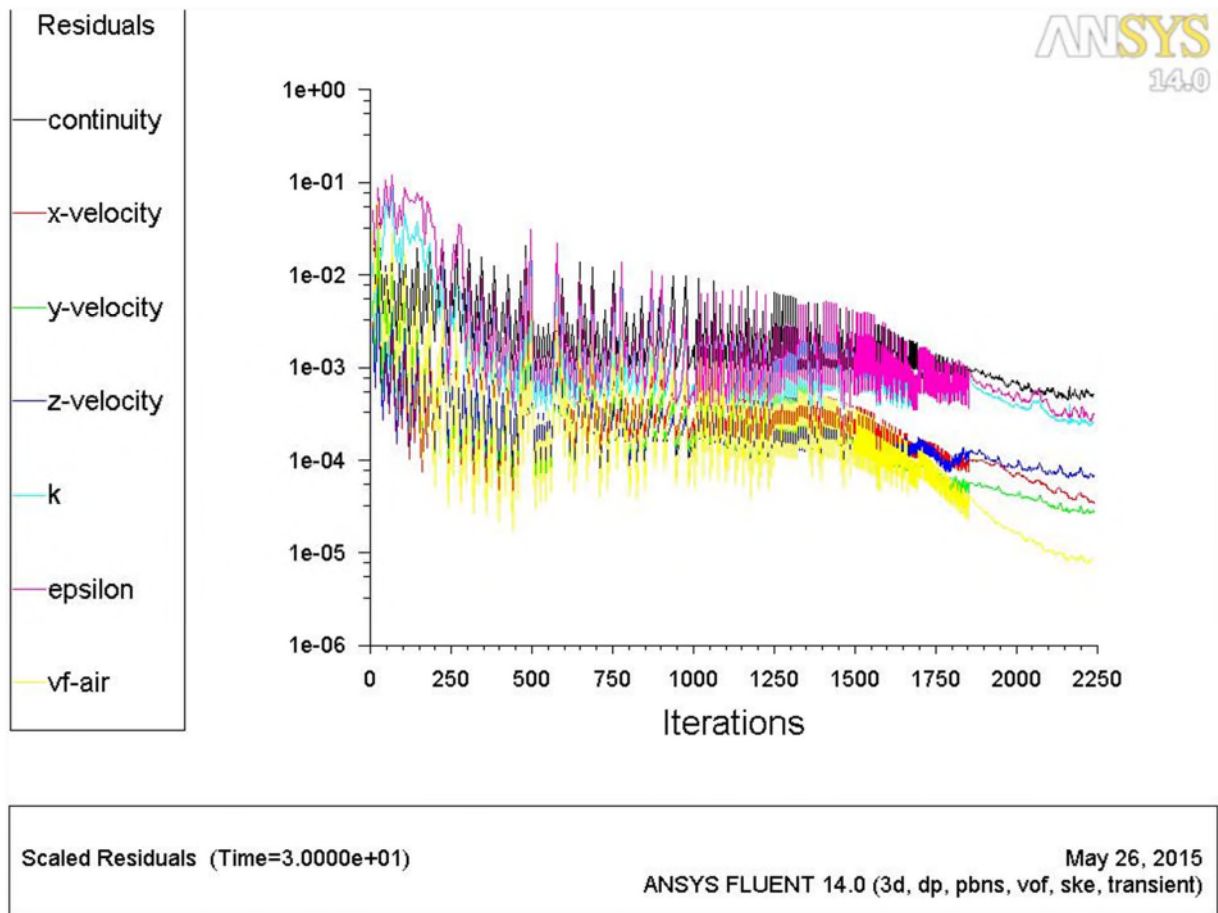


Figure (III-12) : Les erreurs après chaque itération.

III.8 Description de l'expérience :

Les expériences ont été conduites dans un canal à surface libre représenté sur la figure (III-6). Il s'agit d'un canal de 4 m de long, de section rectangulaire, ayant une largeur de 1 m et une hauteur de 0.8 m. Toutes les parois sont en verre. Le type d'obstacle utilisé est rectangulaire. Cet obstacle est qualifié de bidimensionnel, car il est invariant suivant la direction transversale à l'écoulement et sa profondeur est égale à la largeur du canal avec $\beta = 0,8$.

Les cas de test avec des différents points de fonctionnements qu'on a pris dans ce travail sont cités dans le tableau (III-3).

Q	h_0	F_0	U_0	D_H	Re	I_t	K	ε	α
L/s	(mm)	/	m/s	m	/	%	(m ² /s ²)	(m ² /s ³)	/
68.07	204.7	0.23	0.332	0.08496	28164	4.445	0.00033	0.00016	0,66
54.83	178	0.23	0.308	0.07555	23202	4.455	0.00026	0.00013	0,69
37.59	139.2	0.23	0.270	0.0611	16449	4.754	0.00023	0.000	0,74
25.98	108.4	0.23	0.240	0.0489	11684	4.962	0.00021	0.000	0,79
10.9	60.7	0.23	0.180	0.0286	5123	5.501	0.00014	0.00014	0,87

Tableau (III.3) : Paramètres des tests pour les différents points de fonctionnement.

On note que ce cas de test a un but de valider le modèle numérique dans le cas d'un écoulement fluvial à surface libre, et nous avons utilisé les mêmes points de fonctionnement pour notre étude.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence la capacité du logiciel Fluent à modéliser les écoulements à surface libre en présence d'un obstacle pour différents points de fonctionnement. Par conséquent, nous étions contraints de chercher des résultats expérimentaux dans la littérature bibliographique, afin de valider notre travail de type numérique.

Introduction

Avant d'effectuer des simulations et présenter les principaux résultats des champs de vitesse et les profils de surfaces libres obtenus, nous avons effectué dans la première partie de ce chapitre, une validation de notre modèle d'écoulement. Pour cela, nous avons comparé les résultats de nos simulations avec des mesures expérimentales (surface libre, profils des vitesses, profil des pressions).

Nous avons présenté les caractéristiques de l'écoulement obtenu à partir des simulations numériques, sous ANSYS-Fluent. Les profils de la surface libre ont été présentés pour les différentes configurations d'écoulement. Ce travail est réalisé pour cinq débits différents, afin d'analyser l'influence du débit, sur les caractéristiques d'un écoulement à surface libre.

La caractérisation de la structure interne de l'écoulement au voisinage de l'obstacle revêt un enjeu important.

Malgré la simplicité de l'obstacle à sections rectangulaire, l'écoulement fait intervenir des mécanismes complexes. Les caractéristiques de l'écoulement ou la forme de l'obstacle et parfois les deux en même temps, peuvent influencer l'écoulement local.

IV.1 Choix du maillage :

Le premier travail à accomplir dans la réalisation d'une simulation numérique est la définition d'un maillage adapté à l'écoulement. La qualité du maillage dépend la précision des calculs. Un nombre de mailles insuffisant implique des résultats peu précis, d'un autre côté un nombre de mailles trop important consomme implique un temps de calcul important. Il faut trouver un compromis entre le nombre de mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement du domaine.

On remarque dans la figure (IV-1), qu' à partir d'un certain nombre de mailles les résultats sont confondus, ceci dit le maillage n'a aucune influence sur les résultats obtenus. L'étude de l'influence du maillage a été faite sur un seul paramètre à savoir la surface libre de l'écoulement. À partir de ces résultats, nous avons effectué toutes les simulations avec le maillage fin pour lequel nous avons éliminé l'erreur due à des mailles trop élargies.

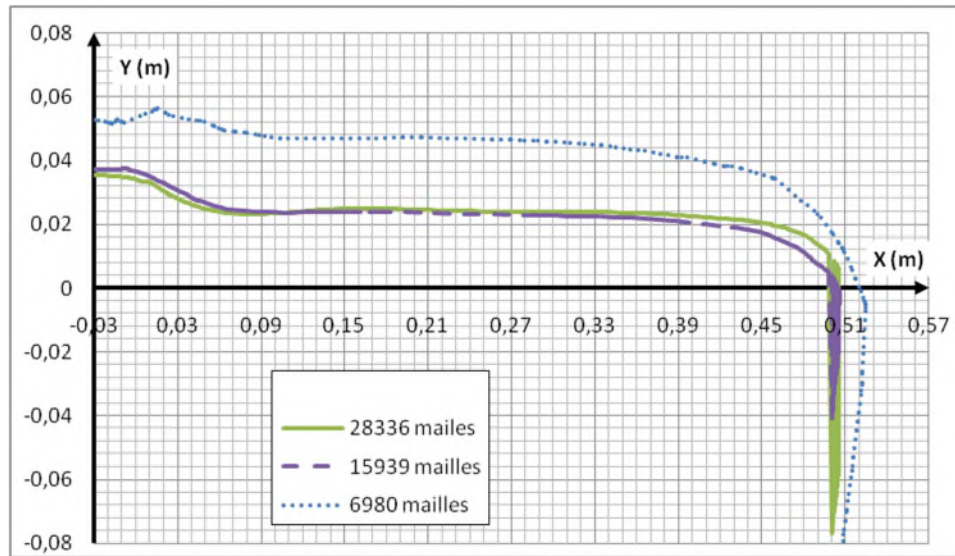


Figure (IV-1) : Surface libre pour $Q = 10 \text{ L/s}$

IV.2 Validation du modèle numérique

Dans cette section, nous allons comparer les profils de la surface libre, ainsi que les profils de vitesses et les profils des pressions dans différentes sections du canal avec des données expérimentales.

Pour estimer l'erreur des résultats numérique en pour cent, on présente les variables sous forme relative (y/h_0) [17].

IV.2.2 Surface libre :

Dans cette partie, nous allons comparer les profils de la surface libre autour de l'obstacle pour les débits étudiés. Les Figures (IV- a), présentent le tirant d'eau Y en fonction de X , la figure (IV-b), présente le nombre de Froude local en fonction du rapport X/h .

On rappelle que : $\alpha = \frac{H}{h}$, $Fr(Y) = \frac{U_0}{\sqrt{g \cdot Y}}$

Y : la hauteur d'eau dans notre base (voire la géométrie dans le chapitre III).

h_0 : la hauteur de l'eau à l'entrée du canal.

H : la hauteur de l'obstacle.

➤ **1^{er} cas :** $F_0=0,23$ et $\alpha=0,87$ ($Q=10$ L/s)

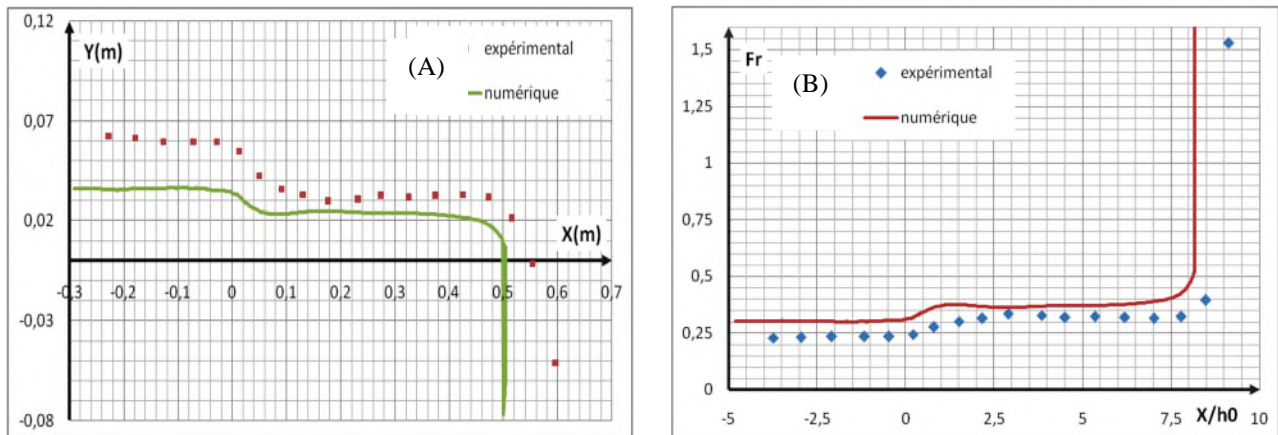


Figure (IV-2) : Surface libre, (A) hauteur d'eau en fonction de X, (B) $Fr = f(X/h_0)$.

La figure (IV-2A), présente la variation du tirant d'eau Y suivant l'axe X , dans un écoulement fluvial $F_r=0,23$, pour le facteur de blocage $\alpha=0,87$. Les résultats obtenus sont en bonne concordance avec les données expérimentales.

La figure (IV-2B) indique l'erreur relative des résultats numériques, cette dernière a une erreur moyenne de 8 %, Gislain [21] considère des erreurs inférieures à 12% comme acceptables, ce qui nous laisse dire pour cette première étape que notre modèle numérique est validé.

IV.2.2 Profils des vitesses pour $\alpha=0,74$ ($Q=37,59$ L/s) :

Les profils des vitesses longitudinales sont représentés pour le troisième cas étudié $\alpha=0,74$ L/s, les seules données expérimentales qu'on a sur les profils des vitesses et les profils des pressions, c'est pour le troisième cas étudié. Dans cette partie on va comparer le comportement de l'écoulement, autour de l'obstacle pour le troisième débit.

Les graphes ci-dessous présentent les hauteurs relatives Y/h_0 en fonction du nombre de Froude local Fr .

$$\text{Vitesses } x : Fr(Y) = \frac{u}{\sqrt{g \cdot h_0}}$$

u : c'est la projection du vecteur vitesse sur l'axe X (vitesse longitudinale).

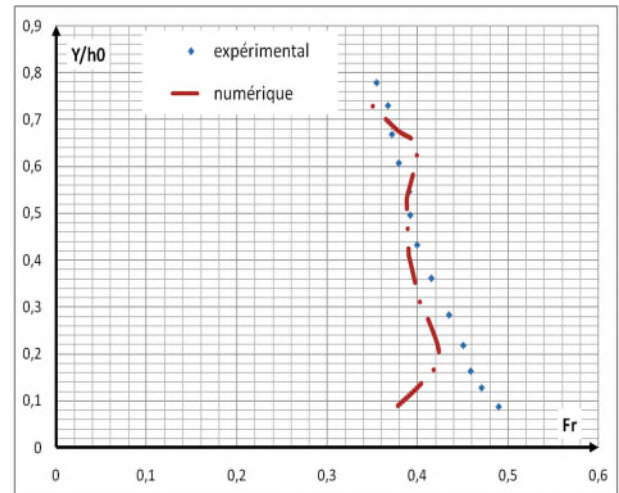
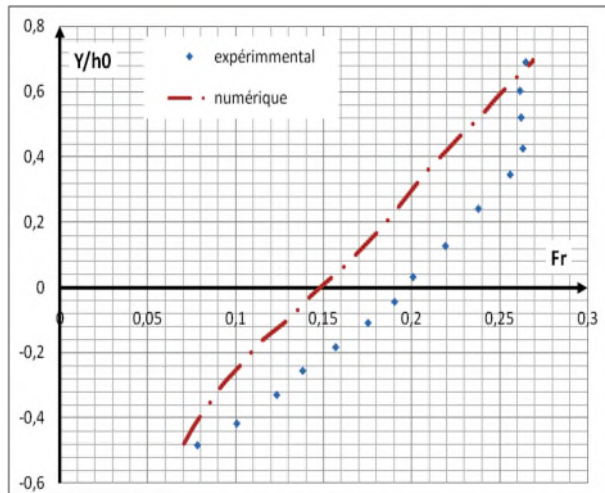


Figure (IV-3) : Profil des vitesses à $x=-0,0696$ m **Figure (IV-4) :** Profil des vitesses à $x=0$ m.

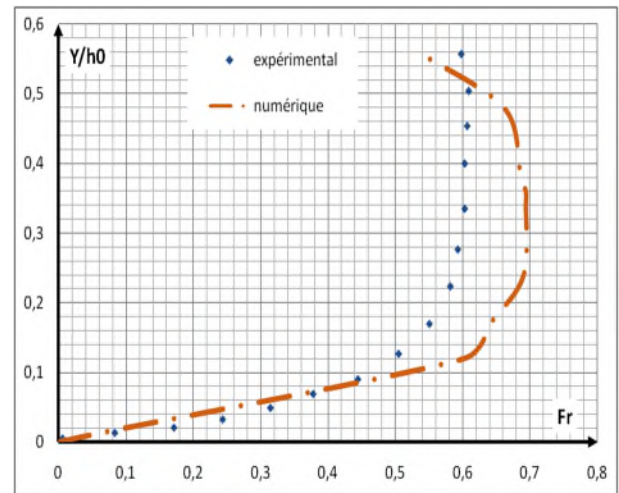
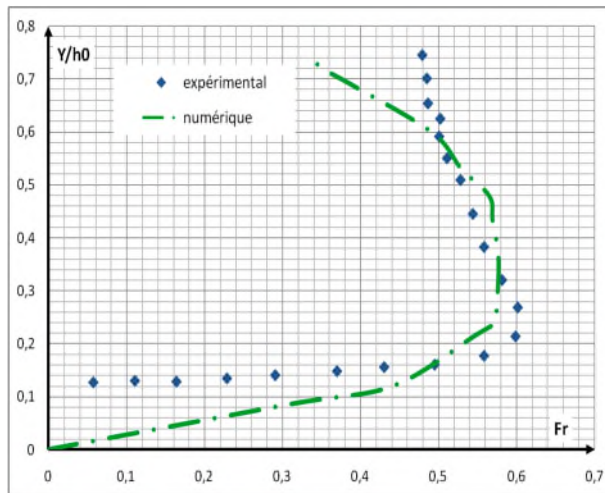


Figure (IV-5) : Profil des vitesses à $x=0,0696$ m **Figure (IV-6) :** Profil des vitesses à $x=0,1392$ m

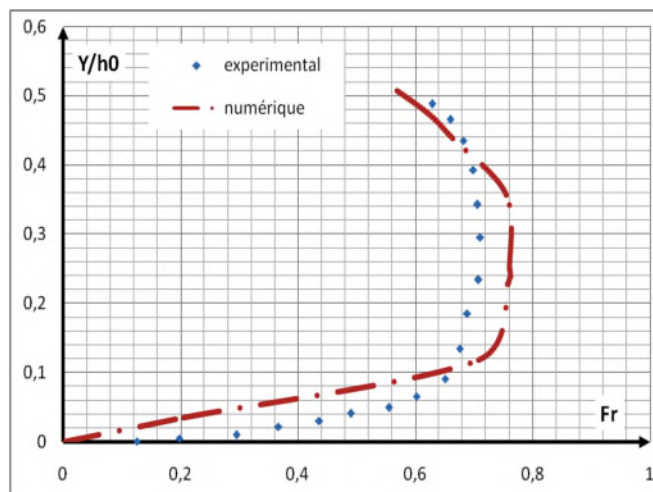


Figure (IV-7) : Profil des vitesses à $x=0,2784$ m

Les figures (3,4, 5, 6, 7) représentent une comparaison entre les résultats numériques et les données de mesures expérimentales pour les profils de vitesses dans le canal à différentes sections selon l'axe de l'écoulement. Les résultats ont une erreur relative moyenne de 8 %.

Les profils des vitesses obtenues autour de l'obstacle pour la majorité des cas simulés, figures sont en accord avec les mesures expérimentales. Les résultats sont moins précis, dès qu'on se dirige vers l'amont, le profil de vitesse simulé s'éloigne du profil mesuré.

Les figures (5, 6, 7), montrent qu'il y'a une importante variation de la vitesse longitudinale au-dessus de l'obstacle ($X=0,0696$, $X=0,1392$, $X=0,2784$ m), suivant l'axe X. forcément cette augmentation de la vitesse est causée par la diminution de la section du passage ou l'écoulement est contracté.

IV.2.3 Profil des pressions sur l'interface pour $\alpha = 0,74$ ($Q=37,59$ L/s) :

Le profil de pression est représenté uniquement pour le troisième cas étudié $Q=37$ L/s avec deux maillages différents. Dans cette partie on va comparer le comportement de l'écoulement à l'interface.

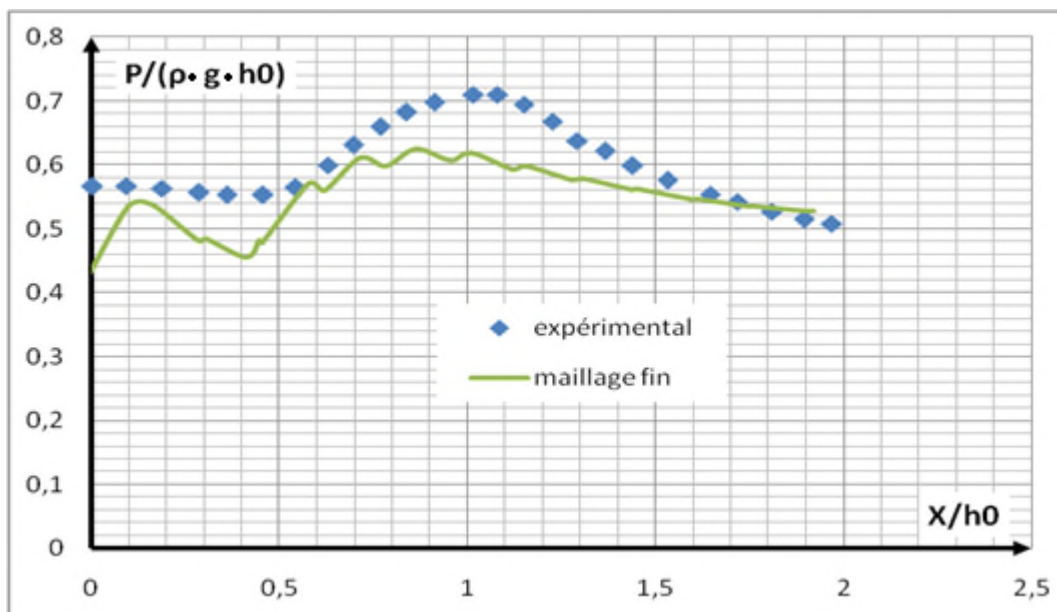


Figure (IV-8) : Champ de pression relative à l'interface pour $\alpha = 0,74$

La figure (IV-8) indique la variation de la pression relative. L'erreur relative des résultats numériques pour le profil des pressions sur la surface libre est en moyenne de 6 %, nous concluons encore une fois que les résultats obtenus sont acceptables.

I.3 Influence du facteur de blocage :

Dans cette partie, nous tenterons d'étudier l'influence du facteur de blocage sur les différentes caractéristiques de l'écoulement autour de l'obstacle. Le nombre de Froude est fixé à l'entrée, la hauteur et la vitesse d'eau sont variées.

IV.3.1 Influence du facteur de blocage sur les résultats numérique :

Dans cette partie, nous avons fixé le nombre de Froude à l'entrée du canal $F=0.23$ et la valeur du facteur de blocage α est variée.

➤ 2^{ème} cas : $F_0=0,23$ et $\alpha=0,79$ ($Q=25,98$ L/s)

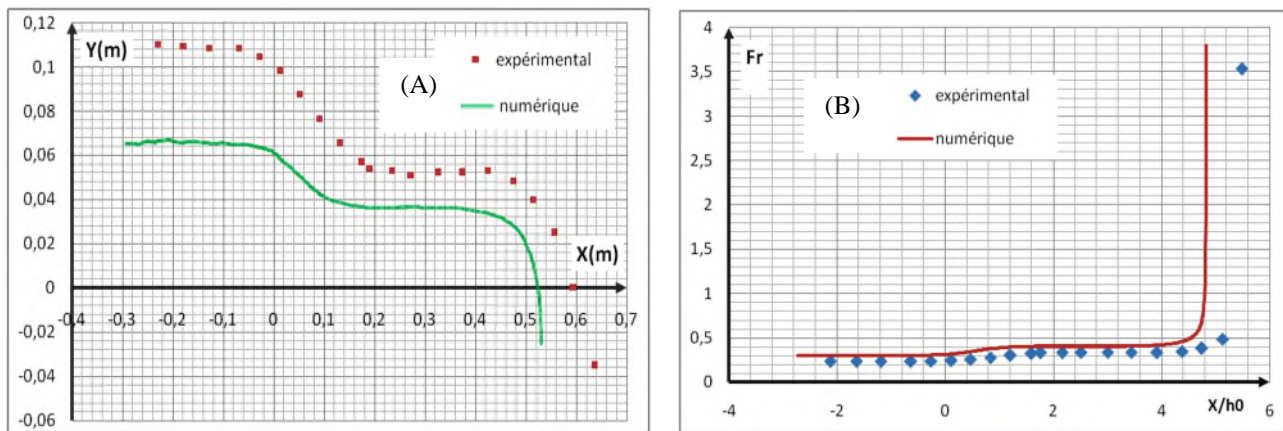


Figure (IV-9) : Surface libre pour $\alpha=0,79$, (A) hauteur d'eau en fonction de X , (B) $Fr = f(x/h_0)$.

➤ 3^{ème} cas : $F_r=0,23$ et $\alpha=0,74$ ($Q=37$ L/s)

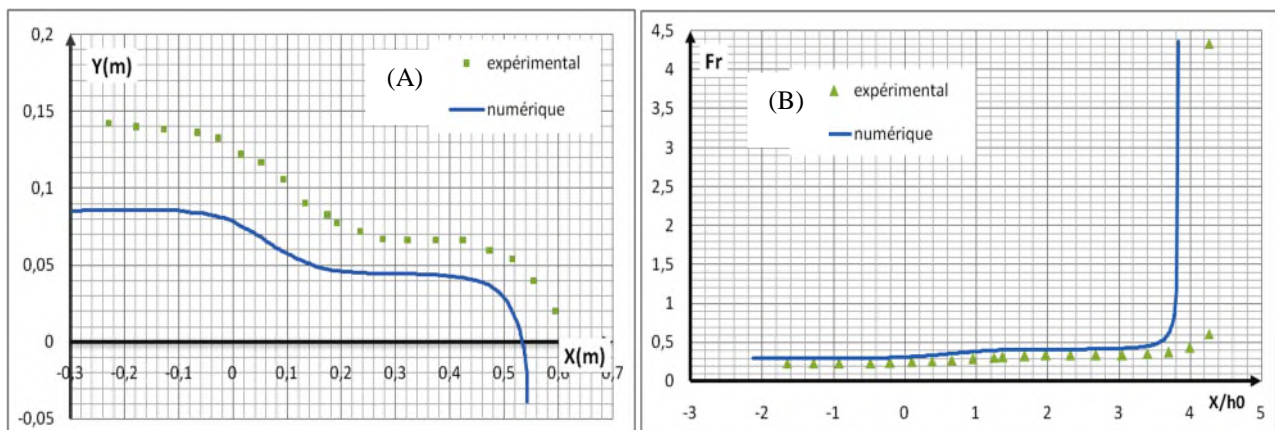


Figure (IV-10) : Surface libre pour $\alpha=0,74$, (A) hauteur d'eau en fonction de X , (B) $Fr = f(x/h_0)$.

➤ 4^{ème} cas : $F_r=0,23$ et $\alpha=0,69$ ($Q=54$ L/s)

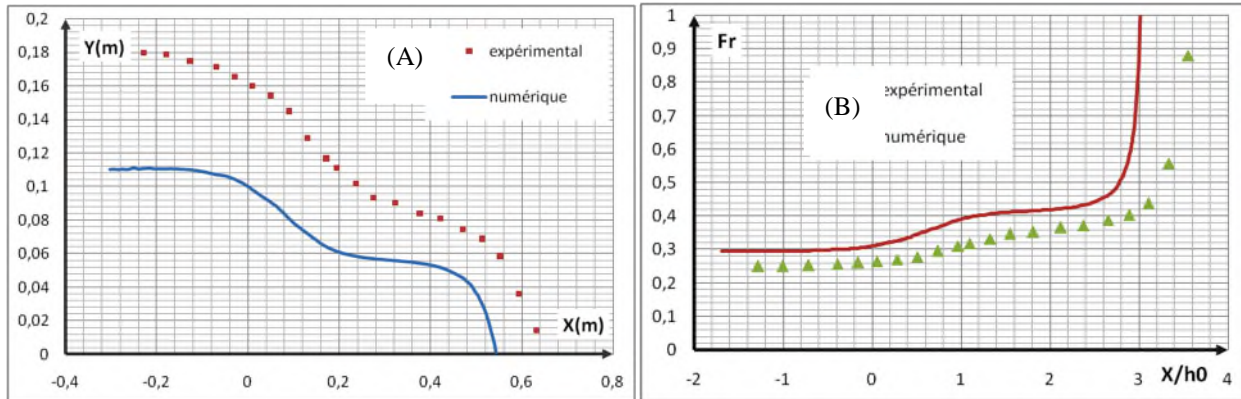


Figure (IV-11) : Surface libre pour $\alpha=0,69$, (A) hauteur d'eau en fonction de X , (B) $Fr = f(x/h_0)$.

➤ 5^{ème} cas : $F_r=0,23$ et $\alpha=0,66$ ($Q=68$ L/s)

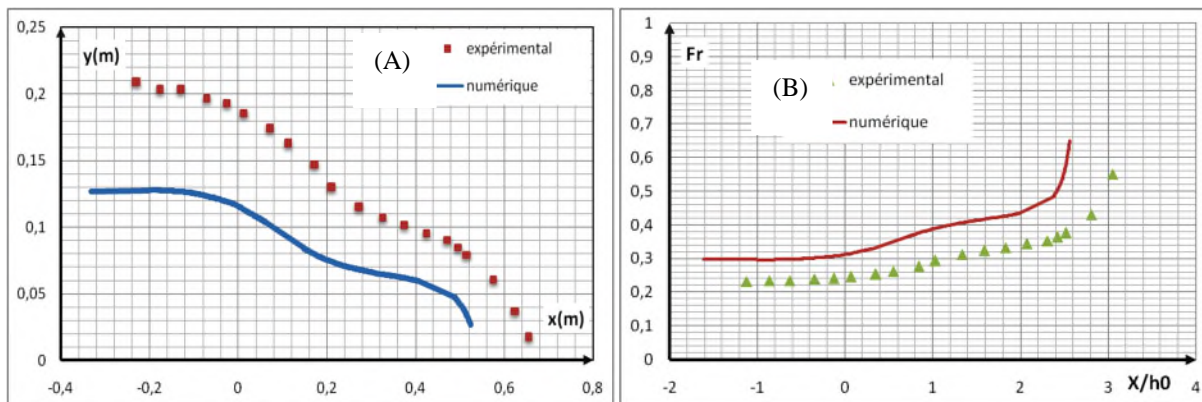


Figure (IV-12) : Surface libre pour $\alpha=0,66$, (A) hauteur d'eau en fonction de X , (B) $Fr = f(x/h_0)$.

Les figures (9A, 10A, 11A, 12A) présentent la variation du tirant d'eau Y suivant l'axe X , dans un écoulement fluvial ($F_r=0,23$), pour des différentes valeurs de facteur de blocage α .

Le modèle numérique donne des bons résultats pour les grandes valeurs de α (faibles débits) et que la plus part des résultats des profils de la surface libre sont très satisfaisants, comparant aux résultats expérimentaux, figures (2, 10, 11).

On remarque que la diminution du facteur de blocage α , tout en restant dans le même régime d'écoulement ($F_r = 0,23$), l'écart entre les résultats expérimentaux et numériques augmente, qui veut dire que le modèle diverge. L'écoulement devient plus perturbé ($Re=5123$ à $Re=28164$) ce qui provoque des perturbations au niveau de la surface libre, donc forcément l'erreur va être plus grande.

Alors que pour la forme des surfaces libres entre les deux résultats, sont très semblables pour tous les débits.

En se dirigeant vers l'amont, on observe que l'écart entre les deux résultats (simulation, expérience) augmente pour tous les débits, car nous sommes dans un écoulement fluvial, donc probablement on a une remontée de l'onde qui va perturber l'amont, ce phénomène est appelé influence aval. De nombreux travaux sont dirigés pour mieux présenter ce phénomène tel que le travail de Vigie 2005[17] qui a proposé les classifications des ondes de surface dans le régime fluvial et dans le régime torrentiel.

À l'amont de l'obstacle, l'écoulement est fluvial ($F_r=0.23<1$), pour tous les débits, mais dès qu'il atteint l'obstacle, le nombre de Froude augmente d'une manière exponentielle.

À l'aval de l'obstacle l'écoulement devient torrentiel ($F_r>1$), une augmentation de la vitesse et une diminution de la hauteur d'eau due à la chute.

IV.3.2 Influence du facteur de blocage sur les caractéristiques de l'écoulement à l'interface

Dans cette partie on va étudier l'influence du facteur de blocage sur les différentes variables qui joue un rôle important dans la déformation et le comportement de la surface libre.

IV.3.2.1 Tirant d'eau :

La figure (IV-13) montre les surfaces libres pour les différentes valeurs de α , ou nous remarquons que toutes les surfaces, ont la même allure (forme) autour de l'obstacle. Ceci dit les hauteurs d'eau sont différentes et cela revient aux différents débits, à chaque fois que le débit augmente la hauteur de la surface libre augmente.

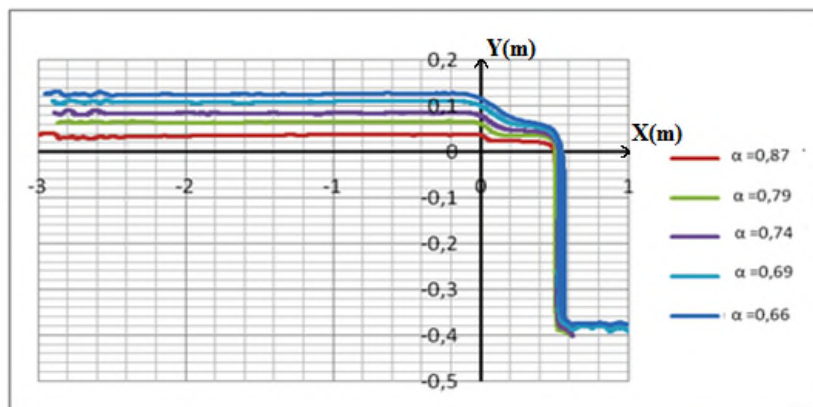


Figure (IV-13) : Surface libre pour les différents cas étudiés.

IV.3.2.2 Variation de la vitesse longitudinale u sur l'interface :

La figure (IV-13) présente la variation de la vitesse u sur l'interface, dans le canal autour de l'obstacle pour tous les débits étudiés. De -3m à -0.5 la vitesse u reste presque constante pour tous les débits.

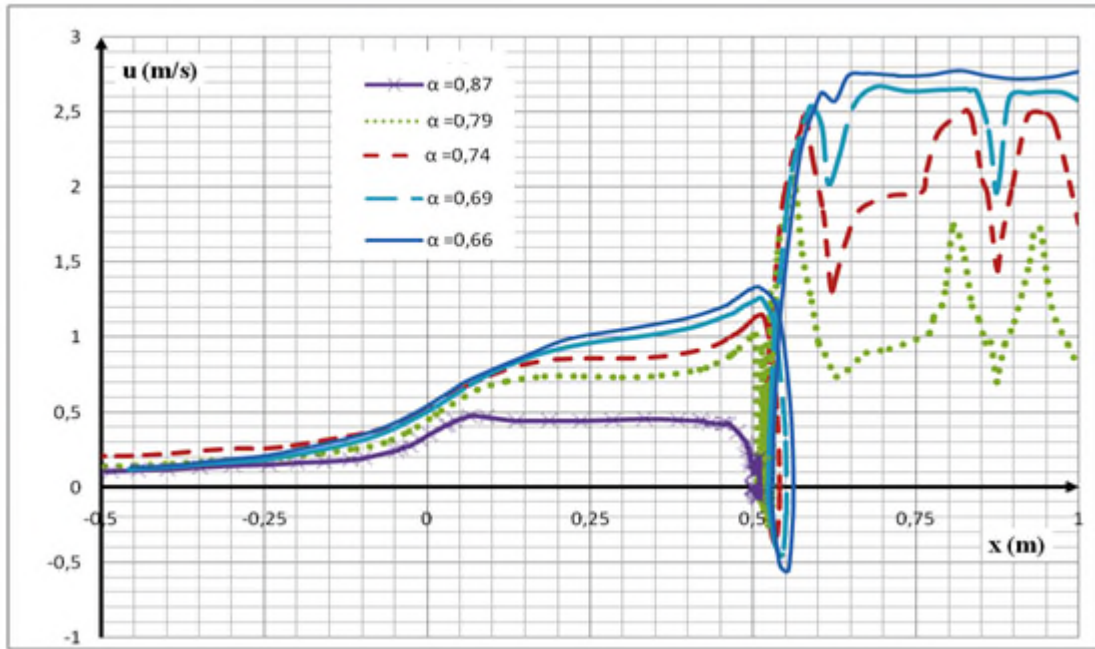


Figure (IV-14) : Variation de la vitesse u sur l'interface

Dans la figure (IV-14) on a quatre zones importantes :

- La première est à l'amont de l'obstacle $x \in [-0.5, 0]$, ou on remarque que pour tous les débits, y a un accroissement de la vitesse u .
- La deuxième est au-dessus de l'obstacle $x \in [0, 0.5]$, ou l'écoulement est accéléré dans la zone contractée ou on remarque qu'à chaque fois que le débit augmente, la vitesse u augmente.
- La troisième est la chute de l'eau à l'aval de l'obstacle $x \in [0.5, 0.6]$, ou on remarque une diminution de la vitesse u jusqu'à ce qu'elle s'annule, car la direction principale de l'écoulement est suivant y , après elle augmente un peu dans le sens négatif, qui est dû à l'impact de l'eau sur le fond du canal, puis elle augmente considérablement.
- La quatrième zone l'aval à l'obstacle, $x \in [0.6, 1]$, ou on remarque qu'à chaque fois que le facteur de blocage augmente la vitesse u se stabilise, donc la surface libre se stabilise aussi (absence d'onde de surface), la vitesse dans cette zone augmente considérablement ou on assiste à un changement de régime du fluvial au torrentiel.

IV.3.2.3 Variation de la vitesse transversale v sur l'interface :

La figure (IV-15) présente la variation de la vitesse v sur l'interface autour de l'obstacle pour tous les débits étudiés. De -3 m à 0 m la vitesse v est nulle pour tous les débits.

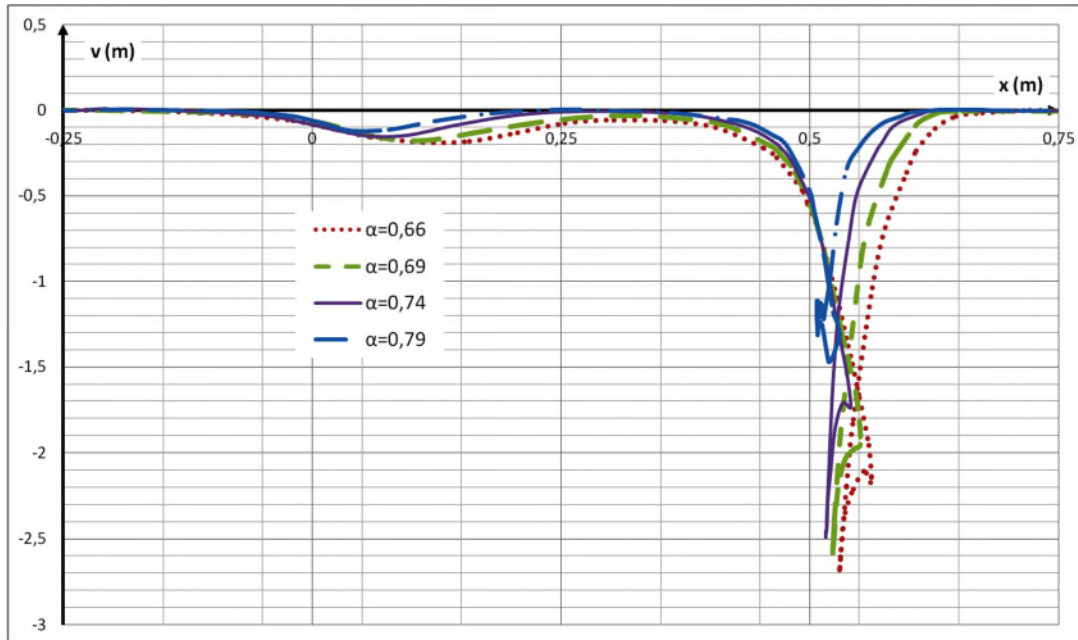


Figure (IV-15) : Variation de la vitesse transversale v sur l'interface

Nous remarquons pour tous les débits étudiés qu'au-dessus de l'obstacle, on observe une légère variation de la vitesse v , mais pendant la chute, y a un accroissement de la vitesse v , mais dans le sens opposé à y , puis elle diminue jusqu'à ce qu'elle se stabilise. Et de plus, à chaque fois que le facteur de blocage augmente la variation de la vitesse v sur l'interface et autour de l'obstacle augmente.

IV.3.2.4 Variation de la pression sur l'interface :

La figure (IV-16) présente la variation de la pression relative en Pa sur l'interface autour de l'obstacle, pour les quatre débits étudiés.

Nous remarquons que pour tous les cas étudiés, la pression est constante avant la chute à $P=100$ Pa, puis l'écoulement passe par une petite dépression pendant la chute et dès que le fluide

atteint le fond du canal, on observe une augmentation brusque de la pression relative, qui est due à l'impact de l'eau sur le fond du canal. Après elle se stabilise à $P=100$ Pa.

On observe qu'à chaque fois, qu'on augmente la valeur de α , la pression maximale est atteinte et la pression se stabilise plus rapidement.

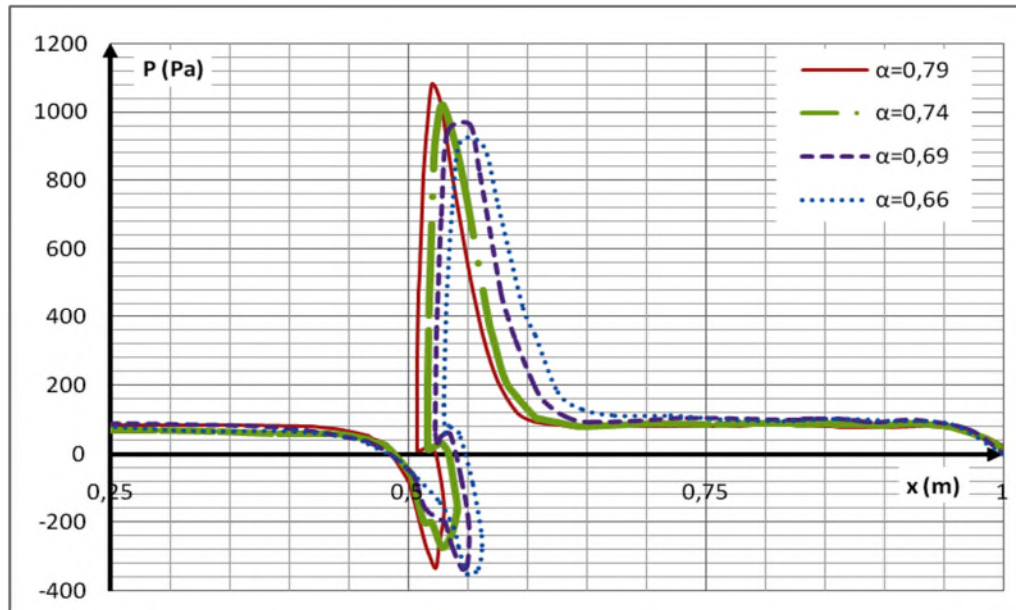


Figure (IV-16) : variation de la pression sur l'interface

IV.3.3 influence du facteur de blocage sur la vitesse longitudinale u autour de l'obstacle :

Dans cette partie nous allons présenter pour chaque cas étudié, cinq profils des vitesses u sur des positions différentes suivant l'axe, autour de l'obstacle ($x=-0.0696$, $x=0$, $x=0.0696$, $x=0.1392$, $x=0.2784$).

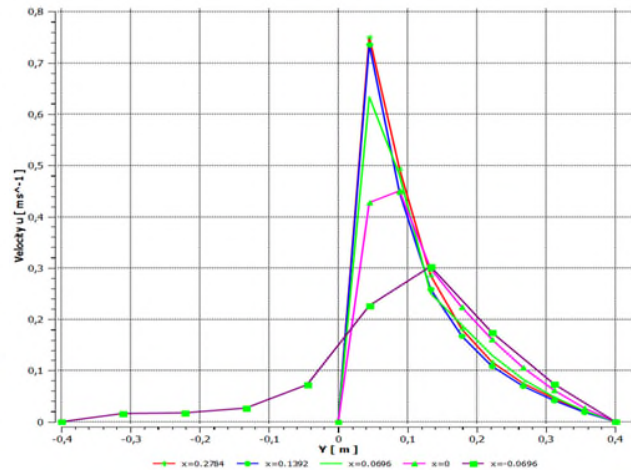
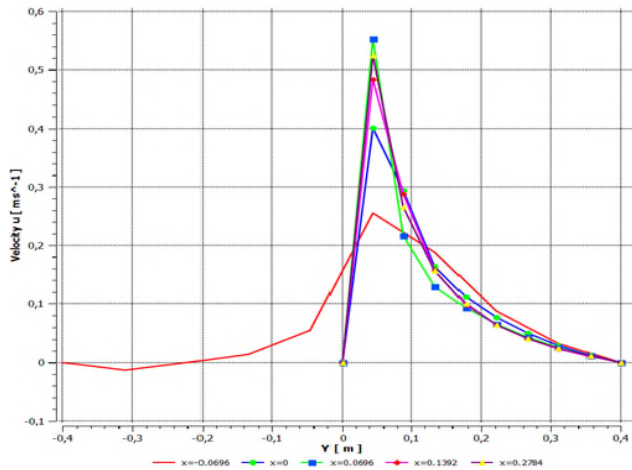


Fig. (IV-17) : Profiles des vitesses pour $\alpha = 0,87$ **Fig. (IV-18) : Profiles des vitesses pour $\alpha = 0,79$**

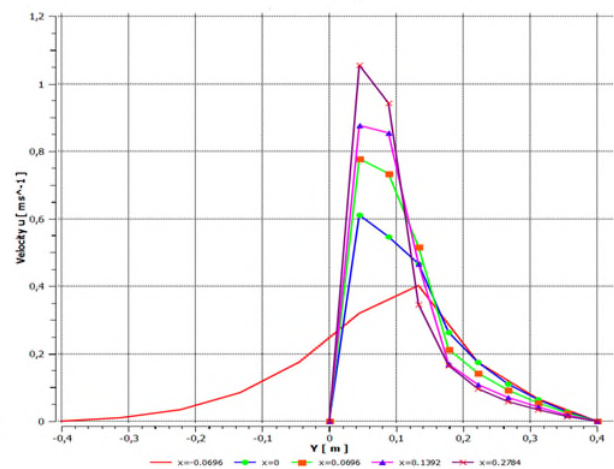
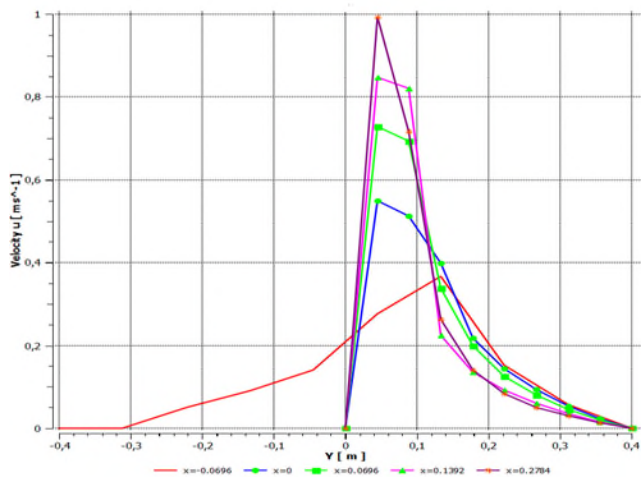


Fig. (IV-19) : Profiles des vitesses pour $\alpha = 0,69$ **Fig. (IV-20) : Profiles des vitesses pour $\alpha = 0,66$**

Facteur de blocage	L'accélération (m/s^2) à $x=0,2784$ m	L'accélération (m/s^2) à $x=0,1392$ m
$\alpha = 0,66$	A=26.25	A=23
$\alpha = 0,69$	A=25	A=21.5
$\alpha = 0,79$	A=18.75	A=18
$\alpha = 0,87$	A=13.75	A=13

Tableau (IV-1) : L'accélération moyenne de l'eau au-dessus de l'obstacle.

Le tableau (IV-1) présente l'accélération moyenne A de l'eau, sur deux positions différentes suivant l'axe x, qu'on a calculé avec les profils des vitesses obtenues.

Les figures (16, 17, 18, 19) présentent les profils des vitesses u autour de l'obstacle, pour les deux fluides et pour les différentes valeurs du facteur de blocage (différents débits).

Pour les profils de gauche, qui accroissent jusqu'à atteindre les seuils (présente la surface libre), sont les profils de vitesse u de l'eau, ou on remarque pour tous les profils et dans le cas où le facteur de blocage diminue, le fluide s'accélère ou la vitesse maximale est atteinte sur l'interface. Puisqu'on a considéré que le fond du canal est uniforme, la vitesse u évolue linéairement.

Pour les profils de droite, qui diminuent jusqu'à atteindre la vitesse u nulle, concerne l'écoulement au-dessus de la surface libre c'est-à-dire celui de l'air, ou on remarque qu'en s'éloignant de la surface libre la vitesse u diminue jusqu'à ce qu'elle soit négligeable.

Donc, le facteur de blocage influe directement sur la vitesse longitudinale u de l'écoulement en d'autres termes, nous sommes en présence d'une accélération de l'eau à l'aval de l'obstacle avec la diminution du facteur de blocage, tableau (IV-1).

IV.3.4 Influence de facteur de blocage sur les zones de recirculation :

La présentation des lignes de courant permet de décrire la topologie des champs de vitesses, dans cette partie, nous avons étudié l'évolution de la zone de recirculation en amont de l'obstacle pour deux raisons.

- ❖ La zone de recirculation en amont représente une caractéristique commune des cas étudiés, quel que soit le débit ou régime d'écoulement.

- ❖ Vérifier l'existence d'une relation entre la zone de recirculation amont et la déformation de la surface libre.

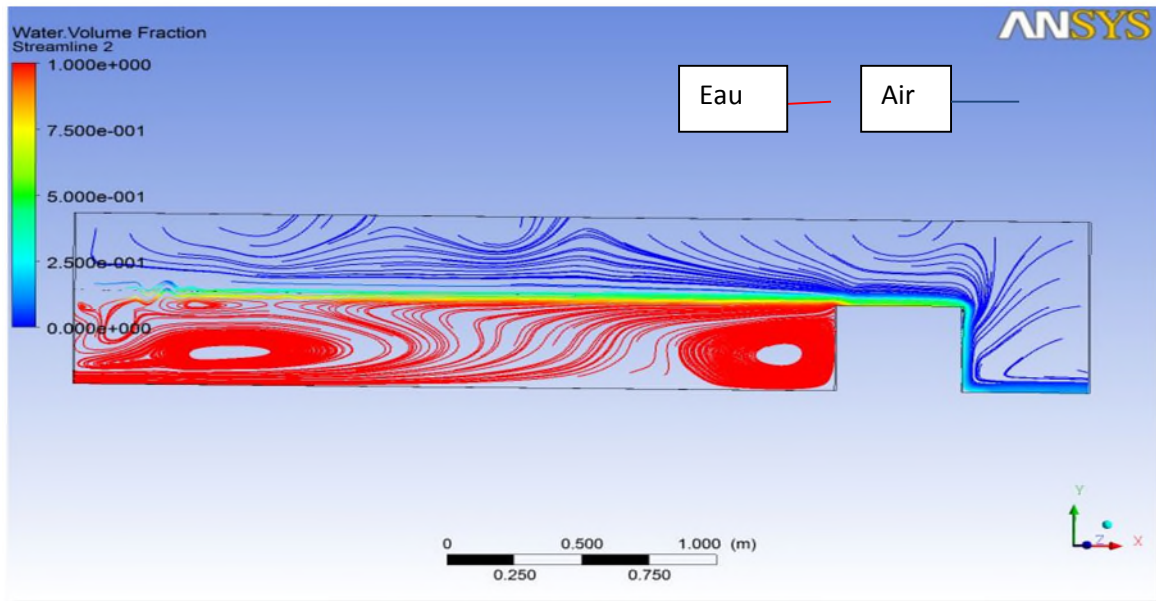


Figure (IV-21) : Lignes de courant pour $\alpha=0,87$

Dans la figure ci-dessus (IV-21), on observe deux zones de recirculation, l'une au-dessus de l'entrée de l'eau, qui est due probablement à l'établissement de l'écoulement, et une autre zone à côté de l'obstacle ce qu'on appelle une zone morte. Aucune zone de recirculation n'est observée à l'aval de l'écoulement.

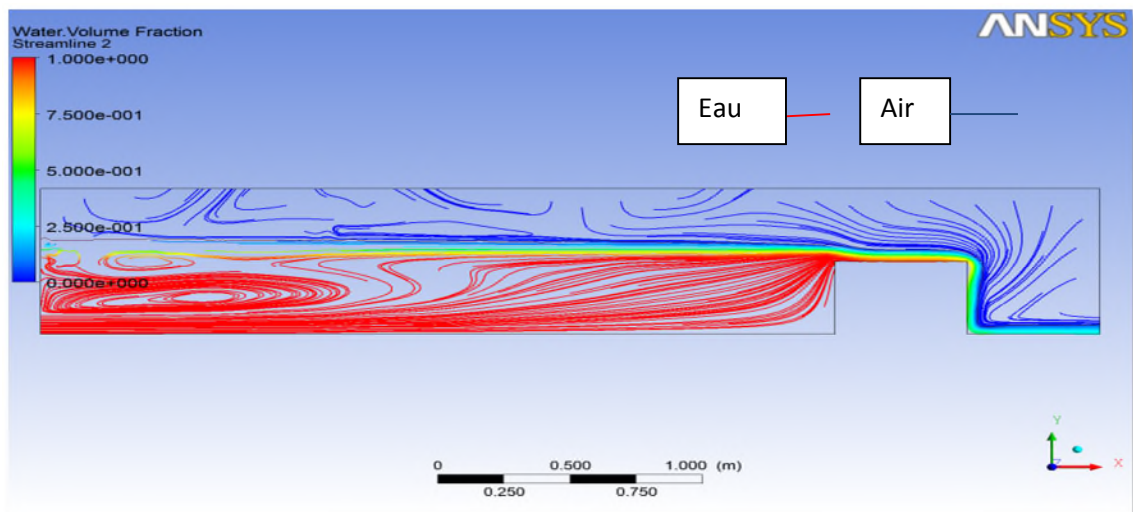


Figure (IV-22) : Lignes de courant pour $\alpha=0,79$

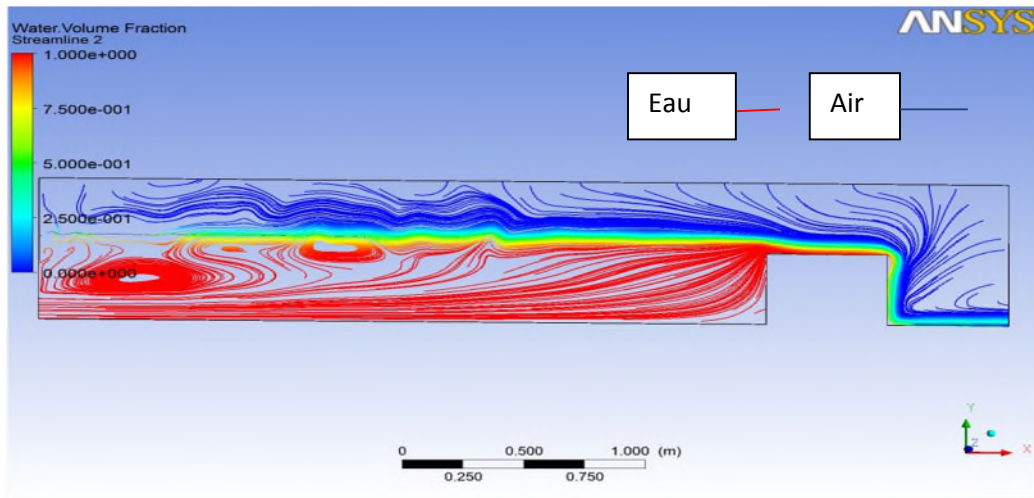


Figure (IV-23) : Lignes de courant pour $\alpha=0,74$

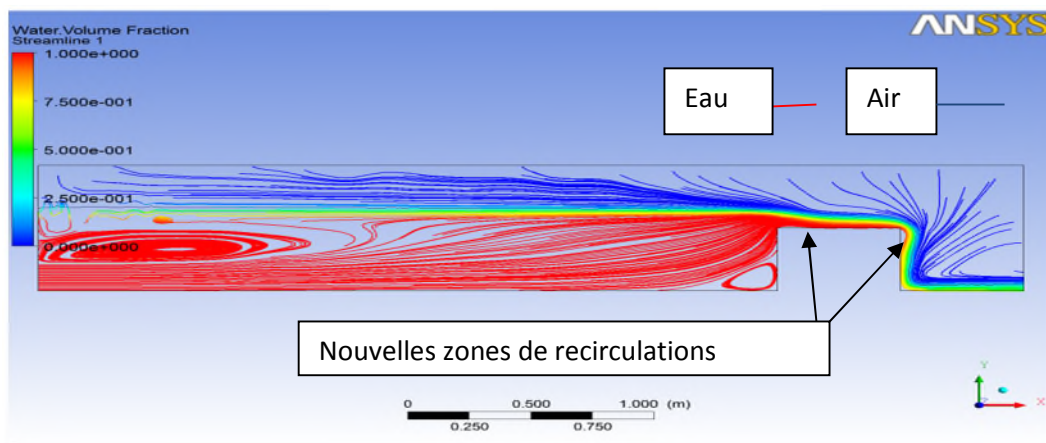


Figure (IV-24) : Lignes de courant pour $\alpha=0,69$

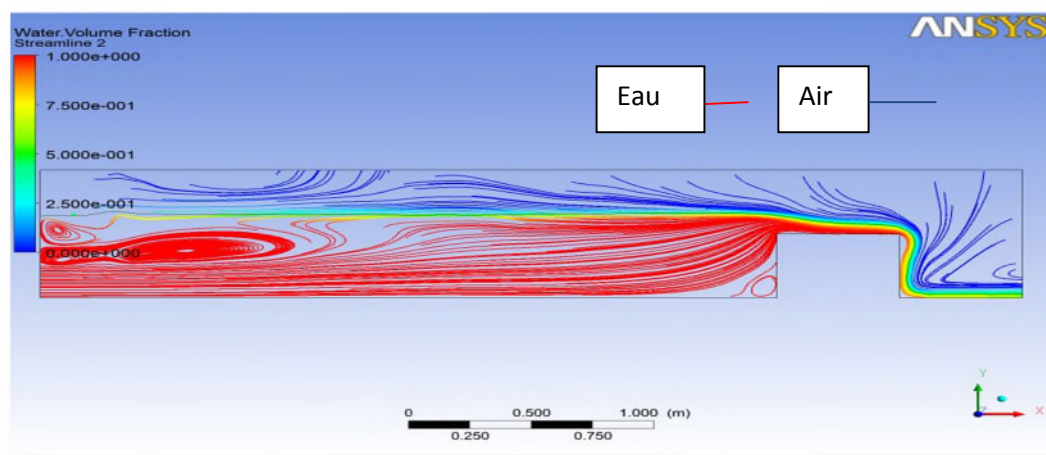


Figure (IV-25) : Lignes de courant pour $\alpha=0,66$

Dans les figures ci-dessus (21, 22, 23, 24, 25), et pour tous les débits étudiés, on observe deux zones de recirculation, la première se situe au-dessus de l'entrée d'eau, la qu'elle est causée par le débit entrant, puis la deuxième qu'est causé par la présence de l'obstacle. Ces zones de recirculations sont une caractéristique commune à toutes les configurations étudiées quel que soit le débit imposé à l'entrée.

On observe à partir du troisième cas étudié, deux zones de recirculations qui commence à s'apparaître au-dessus de l'obstacle (sur les extrémités), à chaque fois qu'on diminue de α , la largeur de ces zones augmente, car à chaque fois qu'on diminue le facteur de blocage, on augmente le débit, donc la vitesse longitudinale u sur l'obstacle augmente, qui provoque un petit déplacement suivant l'axe X au début de la chute, malgré que la direction principale de l'écoulement est suivant le sens contraire de l'axe Y .

IV.4 Etudes tridimensionnelle des résultats obtenus pour $\alpha=0,74$:

Souvent l'étude bidimensionnelle est insuffisante pour les écoulements turbulents, à cause de l'aspect tridimensionnel et rotationnel des particules. Pour cela on va comparer les différents résultats de l'étude bidimensionnelle avec celles de l'étude tridimensionnelle, pour le troisième cas étudié $\alpha=0,74$ ($Q=37$ L/s).

IV.4.1 Surface libre :

Dans cette partie on va analyser la différence des résultats numériques obtenus avec les deux études sur la surface libre du troisième cas $\alpha=0,74$. Pour observer la variation de cette dernière suivant l'axe Z .

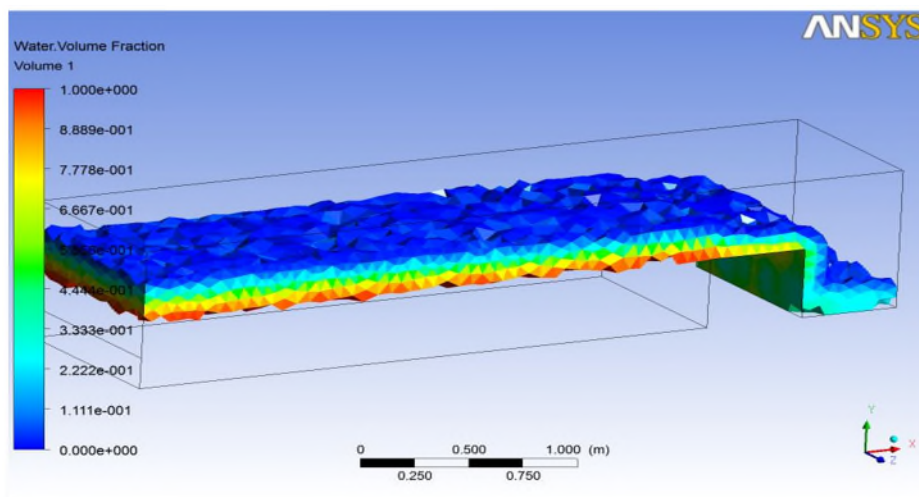


Figure (VI-26) : l'interface en trois dimensions $l > r > 0$.

La figure (VI-26) montre la surface libre en trois dimensions pour $\alpha=0,74$ ($Q=37\text{L/s}$), où elle nous montre la méthode suivie par le m VOF pour modéliser la surface libre, les couleurs indiquent la valeur de la fraction de volume r dans une maille. La surface libre est définie par Fluent pour des mailles ayant une fraction volumique de $r=0,5$.

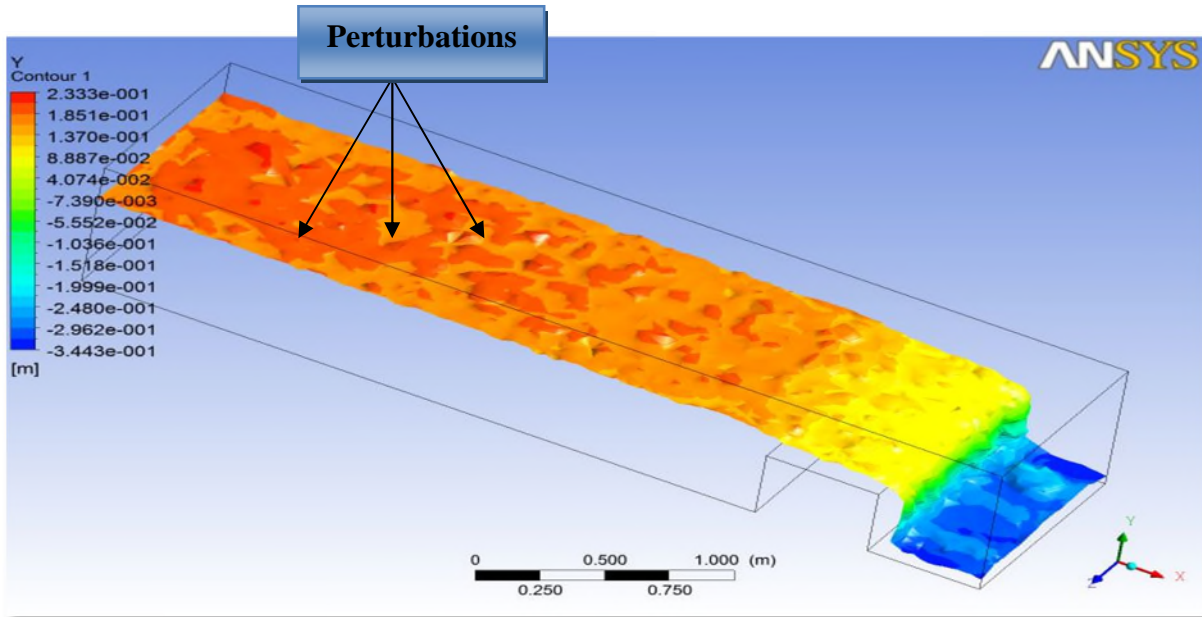


Figure (IV-27) : Surface libre en trois dimensions pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-27) illustre la variation de la hauteur d'eau (Y) suivant l'axe Z , on remarque qu'il y a une légère variation de tirant d'eau Y suivant l'axe Z à l'entrée.

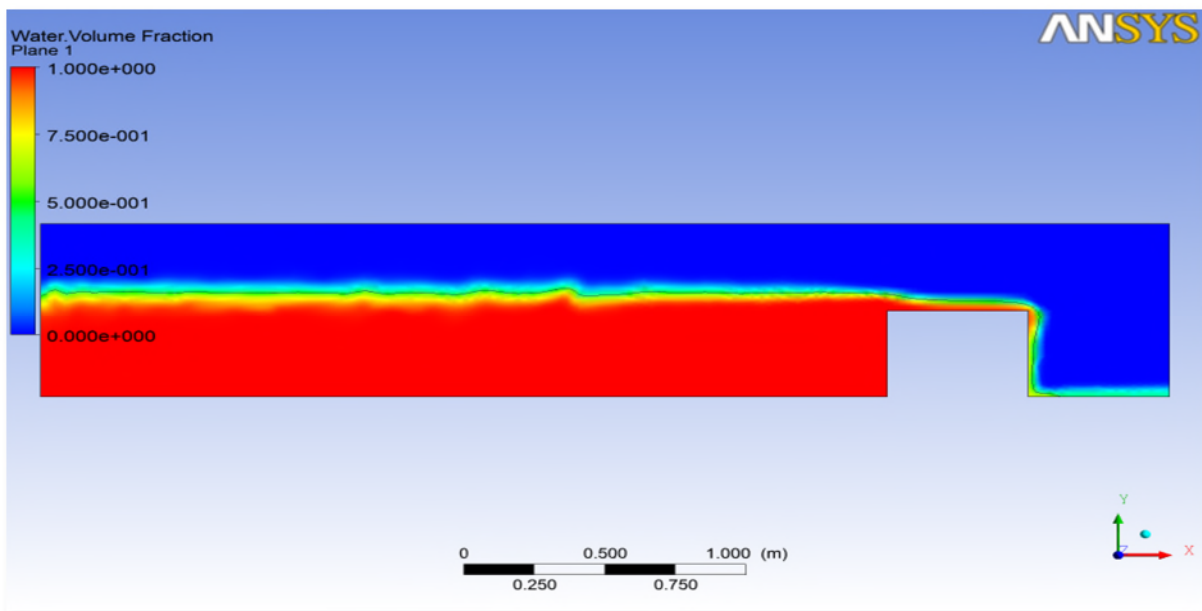


Figure (IV-28) : Surface libre en 2D pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-28) nous montre les deux phases ainsi que la surface libre, en rouge, c'est la phase de l'eau et en bleu, c'est la phase de l'air, la surface libre est ce qui sépare les deux phases.

On constat qu'il ya de légères perturbations de la surface libre à l'amont de l'obstacle, comme c'est illustrer dans la figure au-dessus, ceci peut probablement être des perturbations numériques dues à la longueur d'établissement de l'écoulement.

IV.4.2 Champ des vitesses :

La figure ci-dessous (IV-29) présente la variation des vitesses longitudinales des deux fluides (air et eau) suivant l'axe Y autour de l'obstacle, les points montrent l'emplacement de la surface libre, ou pour séparer les profils des deux fluides

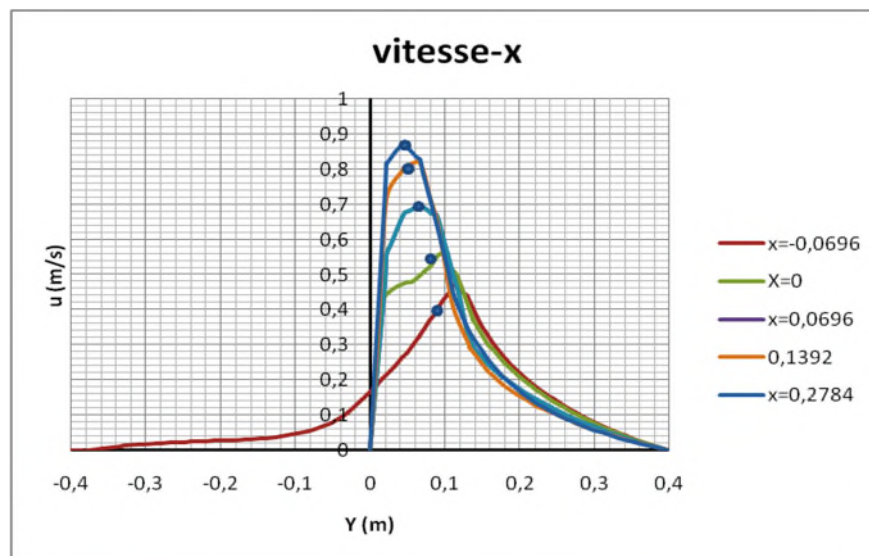


Figure (IV-29) : profils des vitesses longitudinales u pour $\alpha=0,74$

. On remarque que:

❖ Pour l'eau

- La vitesse u augmente à chaque fois qu'on se dirige vers la surface libre.
- La vitesse augmente brutalement au-dessus de l'obstacle
- Il s'accélère à chaque fois qu'on se dirige vers l'aval
- La vitesse sur la paroi est nulle.
- Sur l'interface la vitesse de l'eau égale à la vitesse de l'air

❖ Pour l'air

La vitesse u diminue à chaque fois qu'on s'éloignant de la surface libre pour les profils qu'on a pris au-dessus de l'obstacle

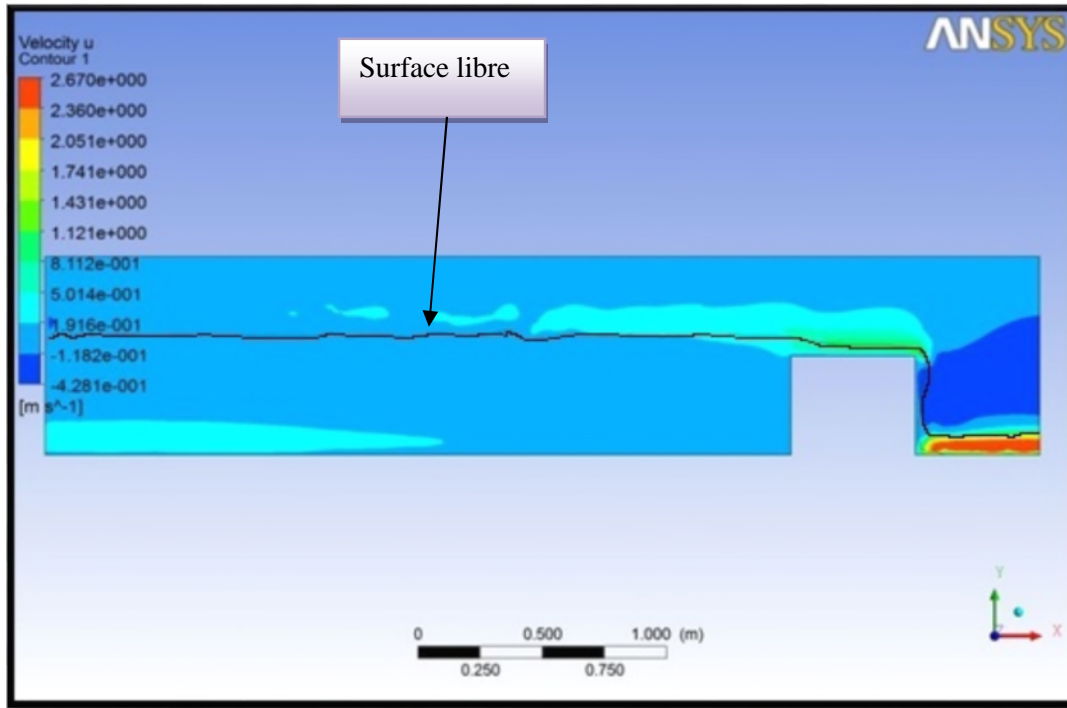


Figure (IV-30) : champ des vitesses longitudinales dans le plan XY pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-30), présente la variation de la vitesse longitudinale dans le plan XY, on voit trois zones importantes :

- la première est à l'entrée, l'eau entre avec une vitesse uniforme $U_0=0,27$ m/s, mais elle diminue à chaque fois qu'on se rapproche de l'obstacle, donc la vitesse ou l'énergie cinétique de l'écoulement se transforme en énergie potentielle (hauteur d'eau) pour pouvoir passer au-dessus de l'obstacle.
- La deuxième est au-dessus de l'obstacle. La vitesse est très importante, car la section mouillée diminue.
- La troisième est après l'obstacle. La vitesse continue d'augmenter jusqu'à atteindre la valeur maximale.

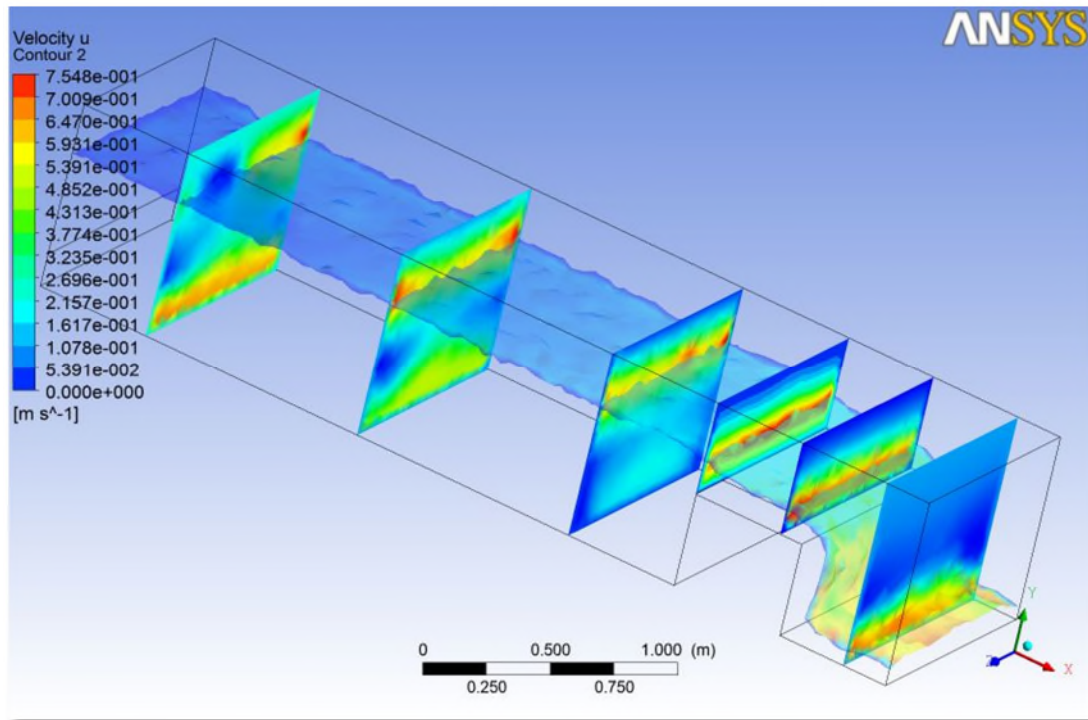


Figure (IV-31) : Champs des vitesses longitudinales sur différents plans en 2D pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-31), présente la distribution des vitesses longitudinal u sur différent plan ($X=2.5$ m, $X=-1.5$ m, $X=-0.5$ m, $X=0.4$ m, $X=0.8$ m).on peut séparer l'eau et l'air avec la l'interface. On remarque que :

❖ Pour l'eau :

- La vitesse diminue à chaque fois qu'on se dirige vers l'obstacle (zone de recirculation).
- La vitesse est très importante à l'aval par rapport à l'amont de l'obstacle (écoulement accélérer).
- Dans tous les plans, la vitesse est maximale au milieu.
- La vitesse sur les parois est nulle dans tous les plans
- Sur l'interface on peut dire que la vitesse de l'air égal à la vitesse de l'eau

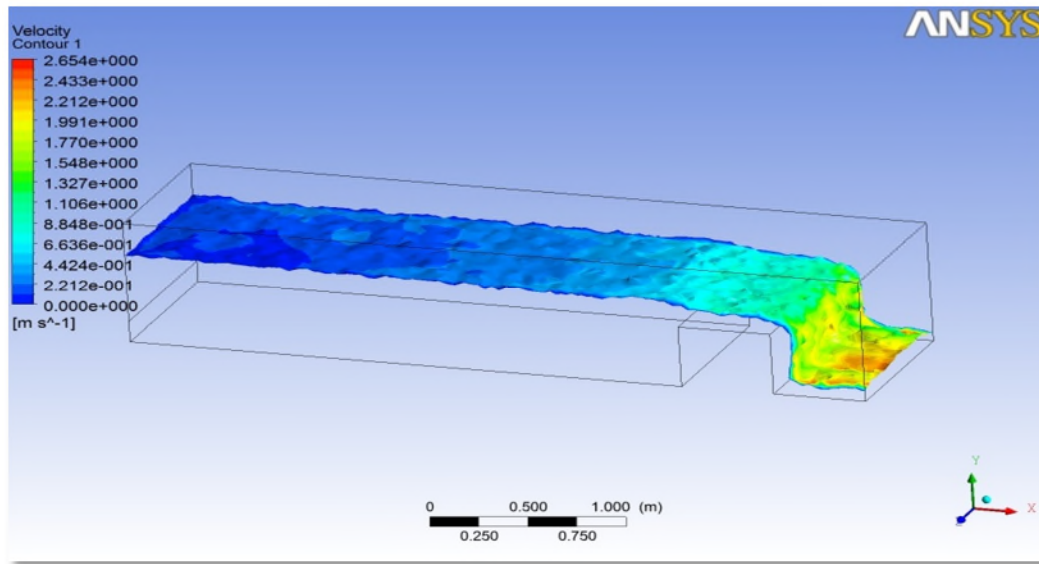


Figure (IV-32) : Champ des vitesses sur la surface libre en trois dimensions $\alpha=0,74$

On remarque dans la figure (IV-32) que la variation de la vitesse suivant l'axe Z est négligeable, donc on peut dire que notre écoulement est bidimensionnel. À l'aval de l'obstacle, la vitesse de l'eau est très importante par rapport à l'amont, contrairement à la hauteur d'eau qui est beaucoup plus importante à l'amont qu'à l'aval. On remarque aussi que :

- La vitesse sur les parois est nulle.
- La vitesse augmente à chaque fois qu'on se dirige vers l'aval.
- La vitesse est maximale au milieu et à l'aval de l'obstacle.

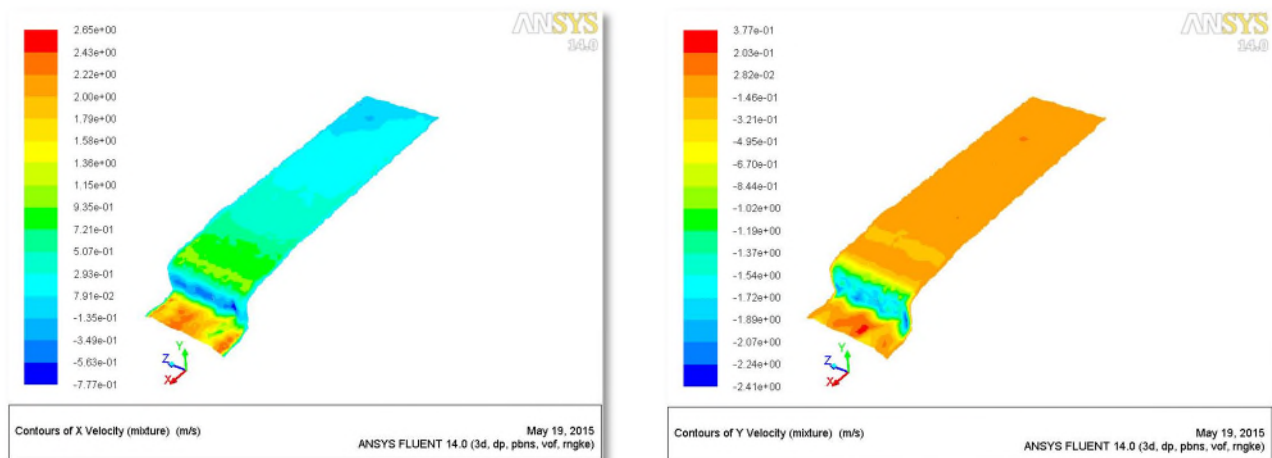


Figure (VI-33) : Variation de la vitesse u et v sur l'interface pour $\alpha=0,74$

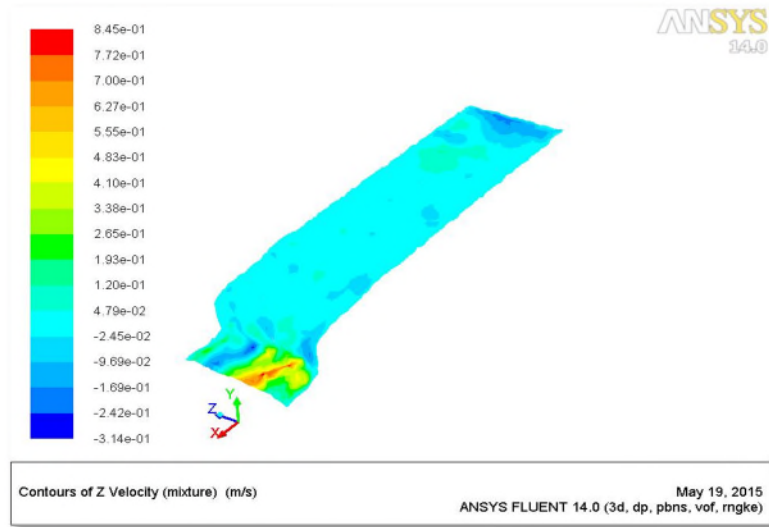


Figure (VI-34) : Variation de la vitesse w sur la surface libre pour $\alpha=0,74$.

Les figures (33, 34) présentent les distributions des composantes de vecteur vitesse (u , v , w) sur la surface libre, on remarque que :

- La vitesse u est très importante au dessus et après l'obstacle.
- La composante v est très importante pendant la chute, contrairement à la vitesse u
- La composante v est constante dans les autres zones (à l'amont et l'aval).
- La composante w est importante dans une petite zone après l'obstacle. Mais dans les autres zones, elle reste constante ou on peut dire qu'elle est négligeable.

IV .4.3 Champ des pressions :

Dans cette partie on va étudier la variation de pression dans le canal, pour le troisième cas étudié $\alpha=0,74$, pour vérifier certaines hypothèses (la pression dépend que de y par exemple).

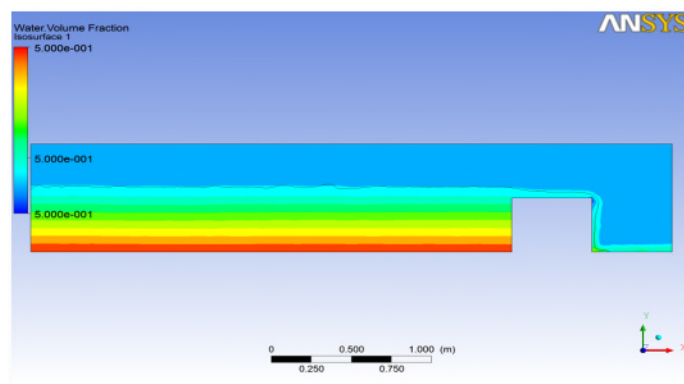


Figure (IV-35) : champ des pressions relatives en Pa dans le plan XY pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-35) présente la variation de la pression sur la surface libre dans le plan XY. Dans notre recherche nous avons dit que la pression sur la surface libre est égale le plus souvent à la pression atmosphérique et elle dépend que de y, sachant qu'on a négligé les pertes de charge linéaire. D'après cette figure on remarque que la pression dépend linéairement que de Y ($P=aY+b$). Car la couleur d'un point ne change pas suivant x, mais elle change suivant y d'une façon linéaire.

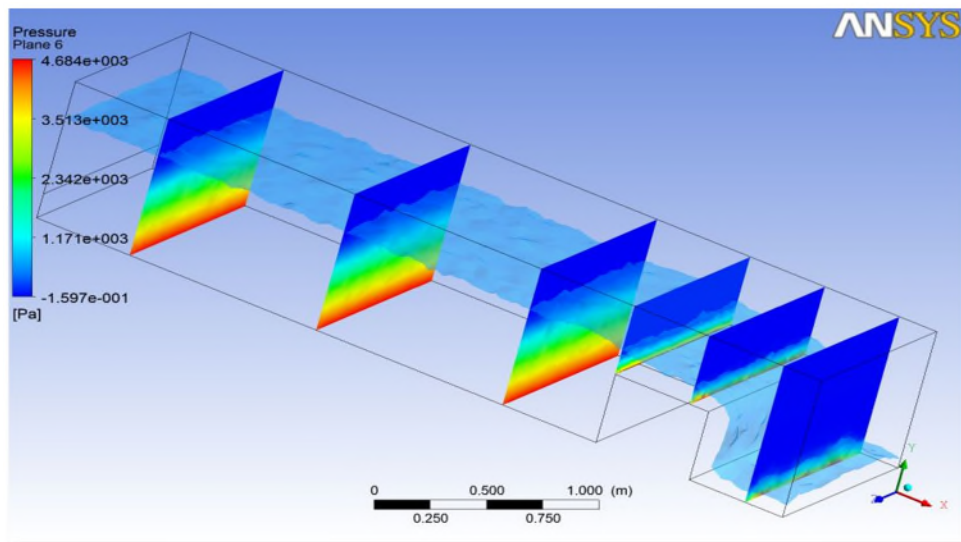


Figure (IV-36) : champ des pressions relatives en Pa dans le plan XY pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-36) nous montre clairement la distribution des champs de pression dans des différents plans suivant X ($X=2.5$ m, $X=-1.5$ m, $X=-0.5$ m, $X=0.4$ m, $X=0.8$ m). On conclut que tous les plans montrent que la pression ne varie pas selon l'axe Z.

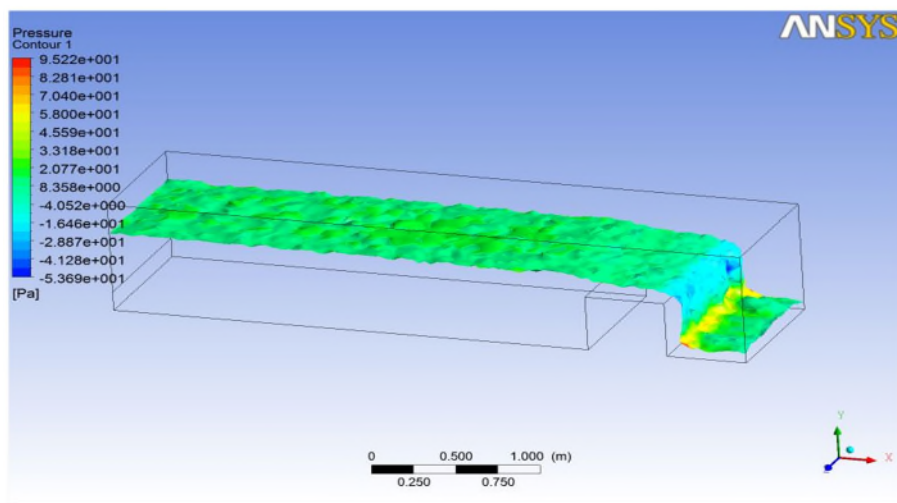


Figure (IV-37) : Champ de pression relative en Pa sur l'interface pour $\alpha=0,74$

La figure (IV-37), présente la répartition de pression relative sur la surface libre. On remarque qu'il y a une petite dépression à l'extrémité de l'obstacle, qui est dû à l'augmentation brusque de la vitesse de l'eau, suivie par une évolution rapide de la pression, causée par la chute d'eau. Mais juste après elle redevient à son état initial ($P=P_{atm}$) ou elle se stabilise.

IV .4.4 zones de recirculation :

La figure (IV-38) présente les lignes de courant, ou nous pouvons poursuivre la trajectoire des particules (molécules) d'eau à l'entrée du canal jusqu'à la sortie, aussi on peut voir qu'il y a des zones de recirculation dans le volume d'eau (au-dessous de la surface libre), ou il n'y a pas de ligne, ça veut dire que ce sont des zones de recirculation. Pour les deux derniers débits ($Q=54$ et $Q=68$), il s'apparaît deux nouvelles zones de recirculation à l'aval de l'obstacle (sur les extrémités de la crête), elles sont causées par l'augmentation brusque de la vitesse u , cette dernière pousse les particules d'eau à se décoller au début de la chute (pendant un moment), car son énergie cinétique $u^2/2$ est suffisamment grande, qui permet d'avoir un petit déplacement suivant l'axe x , mais juste pendant un moment.

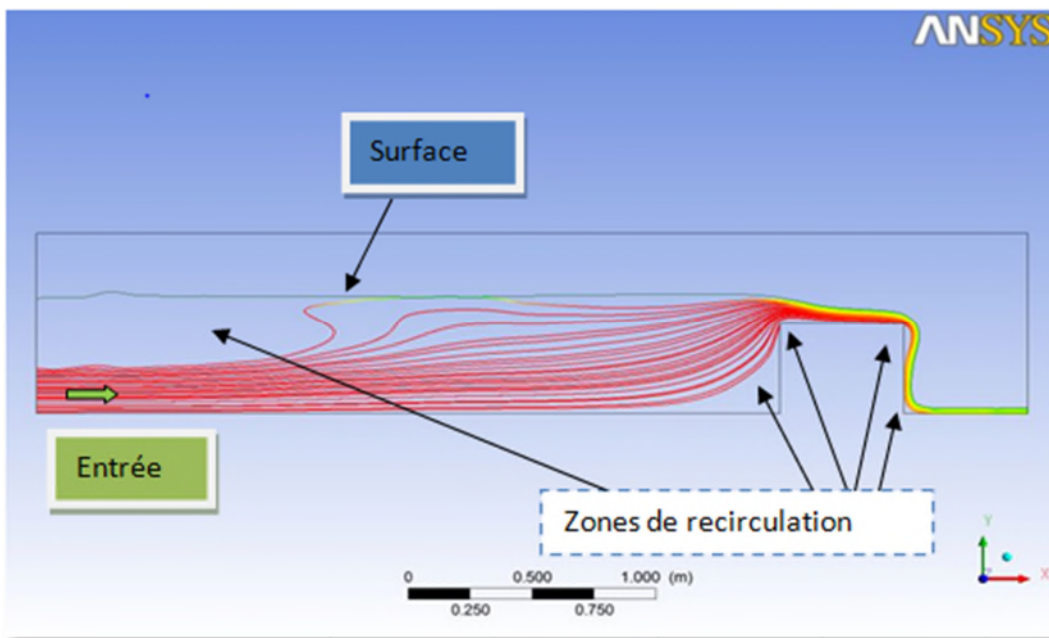


Figure (IV-38) : Lignes de courant pour $\alpha=0,66$.

La figure (IV-39) présente les zones de recirculation en trois dimensions des deux fluides, ce que n'appelle un vortex, elle nous indique le nombre, la longueur et l'épaisseur des zones de recirculation, on remarque qu'il y a une grande différence entre les deux études (2D et

3D).d'ailleurs le nombre n 'est pas le même, dans cette figure on peut aussi visualiser l'épaisseur des zones de recirculation.

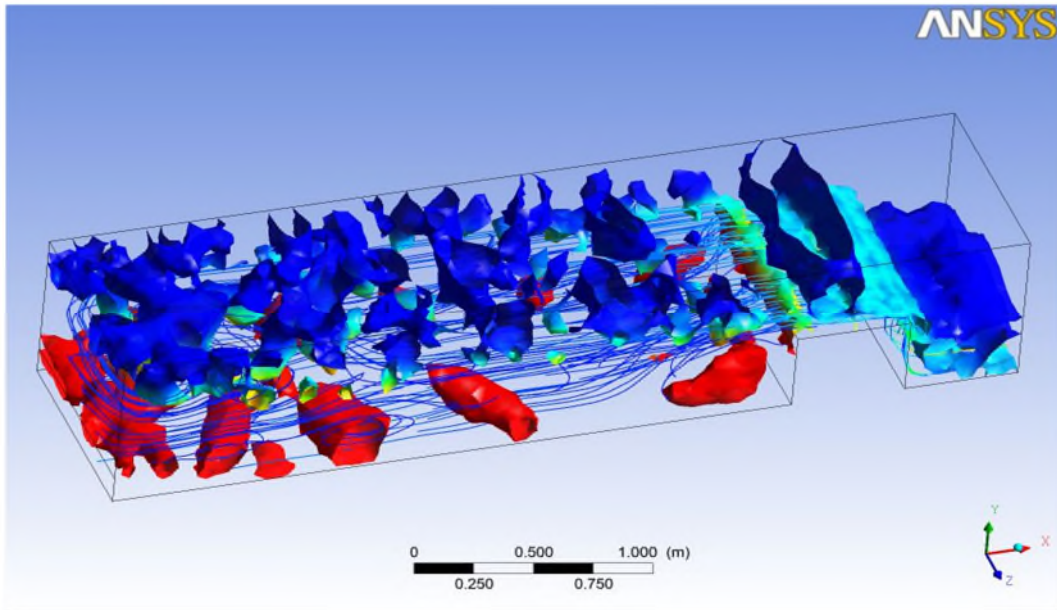


Figure (VI-39) : Zone de recirculation en 3D(Vortex) dans le canal pour $\alpha=0,66$.

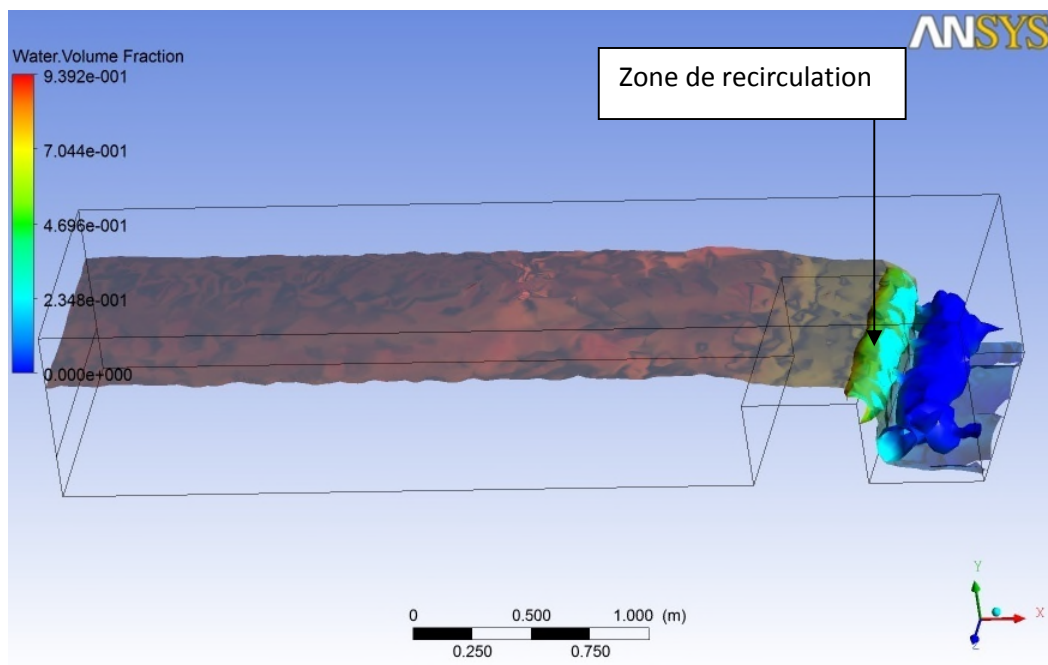


Figure (VI-40) : Zone de recirculation en 3D pour $\alpha=0,66$.

À chaque que le débit augmente (α diminue) cette zone augmente en largeur, car la vitesse u augment au dessus de l'obstacle avec l'augmentation de débit à l'entrée du canal.

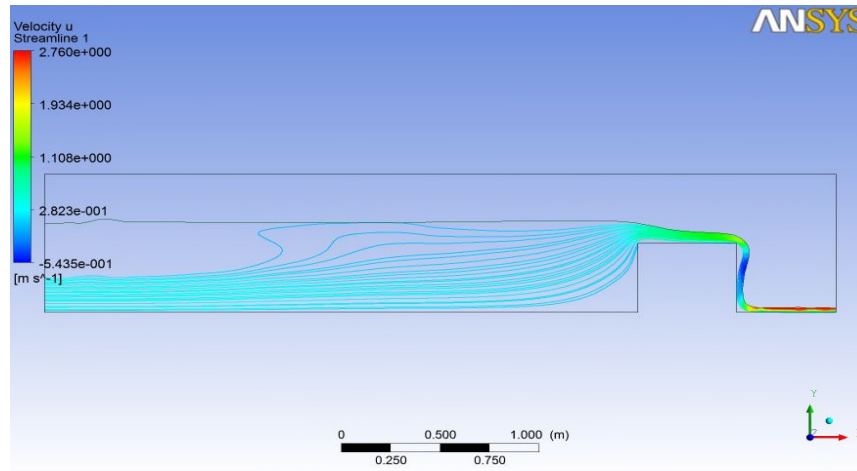


Figure (IV-41) : Evolution de la vitesse longitudinale sur les lignes de courant pour $\alpha=0,66$.

La figure (IV-41) présente la variation de la vitesse u des particules d'eau sur les lignes de courant, on remarque qu'à l'amont de l'obstacle la vitesse maximale est atteinte sur les lignes de courant central, au-dessus de l'obstacle elle continue d'augmentée, et puis dès qu'elle sort de l'obstacle elle diminue pendant la chute, car tout simplement le fluide se dirige vers le bas (suivant y), donc on va observer une augmentation de la composante v , et la dernière partie est celle où le fluide atteint sa vitesse maximale de l'écoulement, puisqu'il est en régime torrentiel.

IV.5 Déversoir d'orage

On a pris un déversoir d'orage comme un autre exemple réel, pour bien mettre en évidence les différentes caractéristiques de l'écoulement à surface libre en présence d'une crête, parmi elles la surface libre, l'évolution du champ de vitesse, le champ de pression ainsi que les zones de recirculation.

Q entrés (Kg/s)	A7	Q déversées (Kg/s)	Q sorties (Kg/s)	Net (l'erreur) (Kg/s)
297.0547	320°	-120.5761	-176.30606	0.17253914
	310°	-43.273076	-253.50492	0.27667299
	300°	-29.256236	-267.50049	0.29795638

Tableau (IV-2) : Résultats obtenus pour le déversoir d'orage.

Dans le tableau ci-dessus, nous avons donné les résultats obtenus après les simulations, pour les différents angles d'inclinaison $A7$ de la crête qu'on a proposée, pour contrôler le débit déversé.

On remarque que le débit déversé évolue avec l'augmentation de l'angle, donc on peut contrôler le débit déversé avec l'inclinaison de la crête.

La dernière colonne dans le tableau (IV-1) représente le déséquilibre en masse entre le flux entrant et le flux sortant est dû à l'accumulation des erreurs numériques de calcul.

IV.5.1 Surface libre

Dans cette partie on va analyser la variation de tirant d'eau Y , après et avant l'obstacle, pour évaluer l'influence de l'obliquité de la crête sur la structure de l'écoulement.

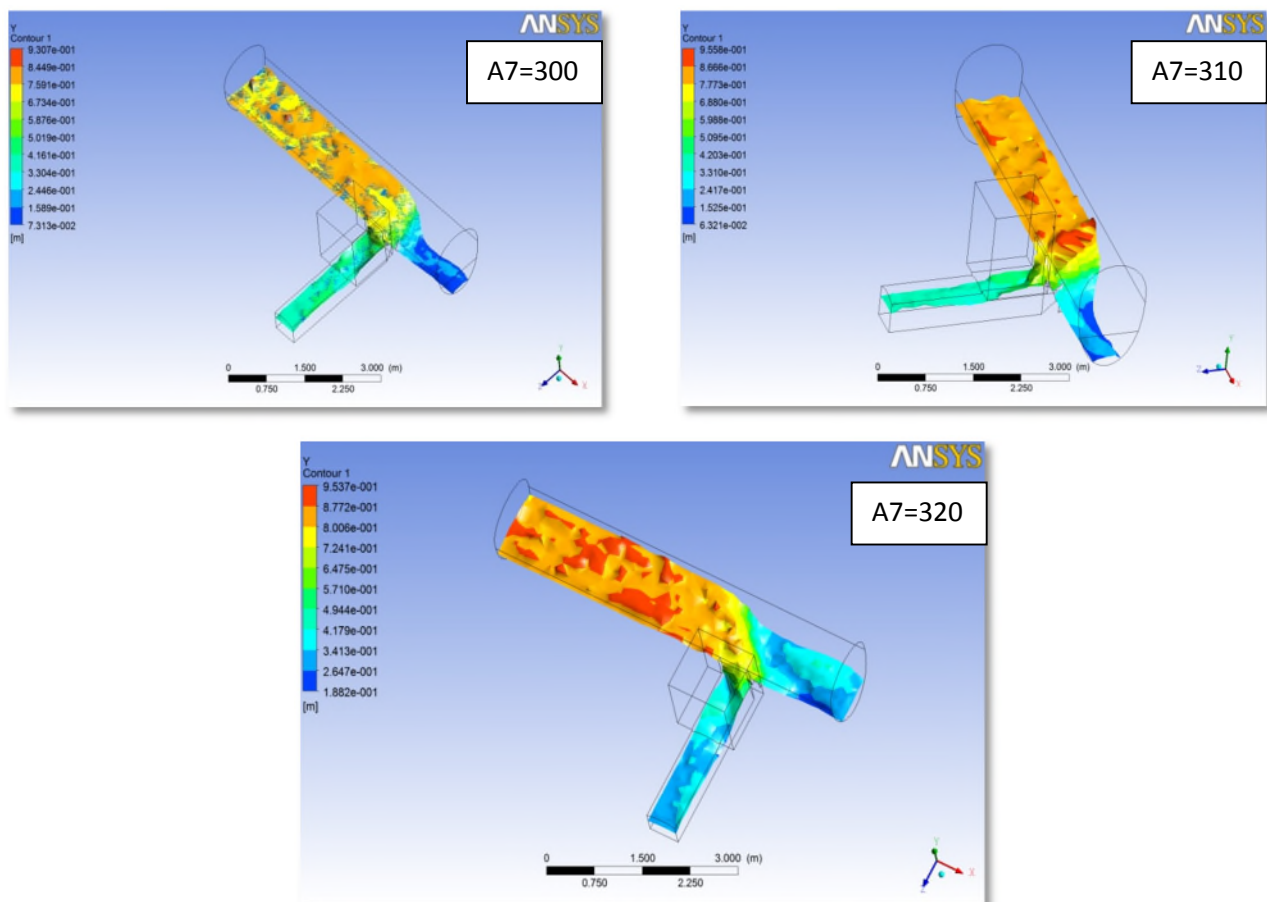


Figure (IV-42) : Variation de tirant d'eau pour $A7=300^\circ, A7=310^\circ, A7=320^\circ$.

La figure (IV-42) présente la variation de tirant d'eau Y pour différents angles $A7$, on remarque à chaque fois qu'on augmente l'angle d'obliquité, la hauteur d'eau dans la partie

déversement augmente. À l'amont de la crête, on observe des perturbations sur la surface libre du tirant d'eau. Par contre à la sortie, il ya des légères variations de la hauteur d'eau.

IV.5.2 Champs de vitesse

Dans cette partie, nous allons voir l'influence de l'obliquité de la crête, sur les champs de vitesse, sur la surface libre, à l'entrée, à la sortie et sur la partie de déversement.

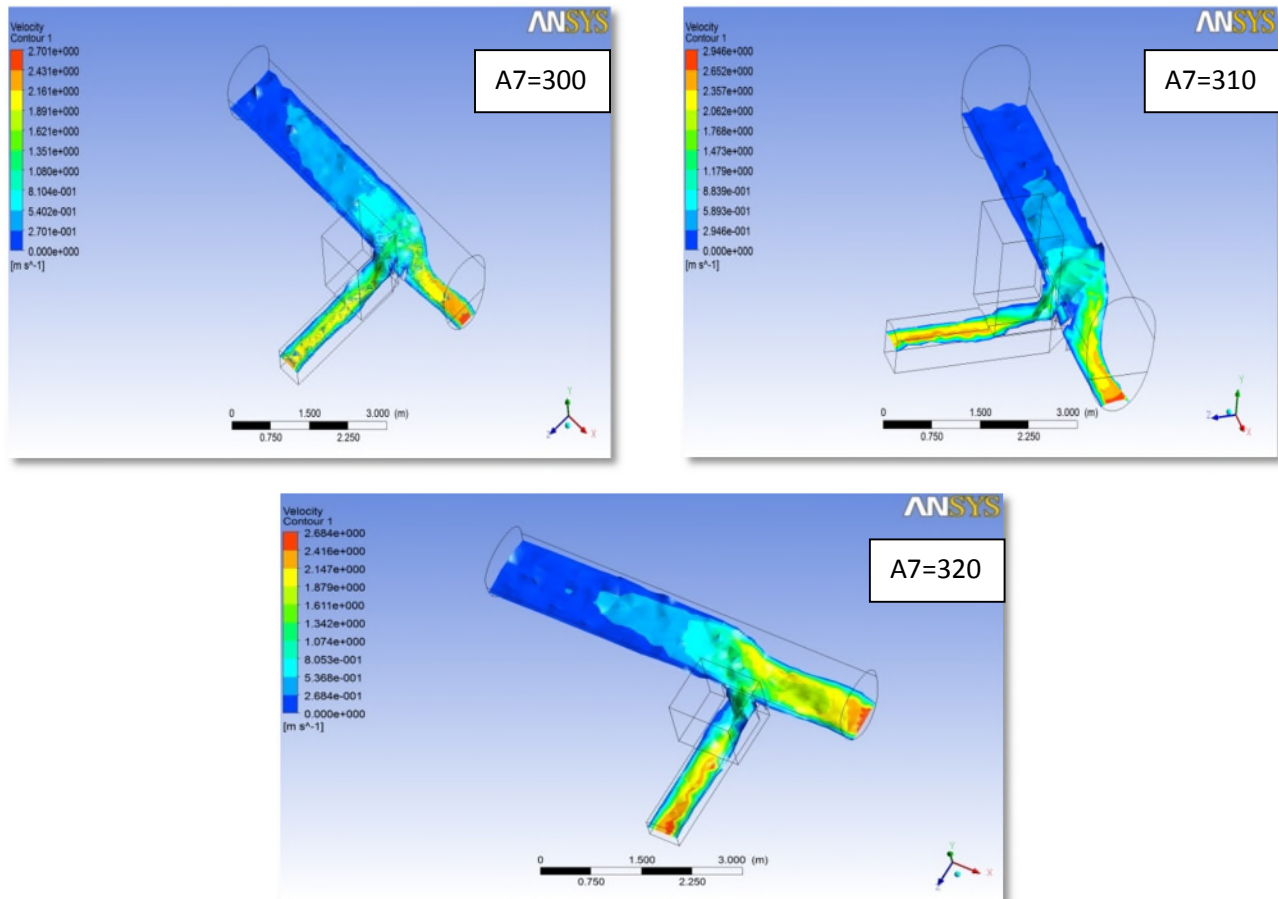


Figure (IV-43) : Champ de vitesse sur la surface libre pour $A7=300^\circ$, $A7=310^\circ$, $A7=320^\circ$.

Les figures (IV-43) présente les champs de vitesse sur la surface libre, pour les trois cas étudié, ou on remarque que, la vitesse sur la surface libre augmente à chaque fois qu'on se dirige vers les deux sorties, on observe aussi, que la vitesse est maximale aux centres des deux sorties.

À l'entrée, la vitesse sur la surface libre augmente jusqu'à atteindre la crête, puis elle continue d'augmenter jusqu'à atteindre le maximum dans le côté déversé, la même chose pour la sortie. On remarque aussi que la vitesse sur les parois est nulle.

IV.5.3 Champs de pression

Dans cette partie, nous allons voir l'influence l'obliquité de la crête, sur la variation des champs de pression sur la surface libre, à l'entrée, à la sortie et sur la partie de déversement.

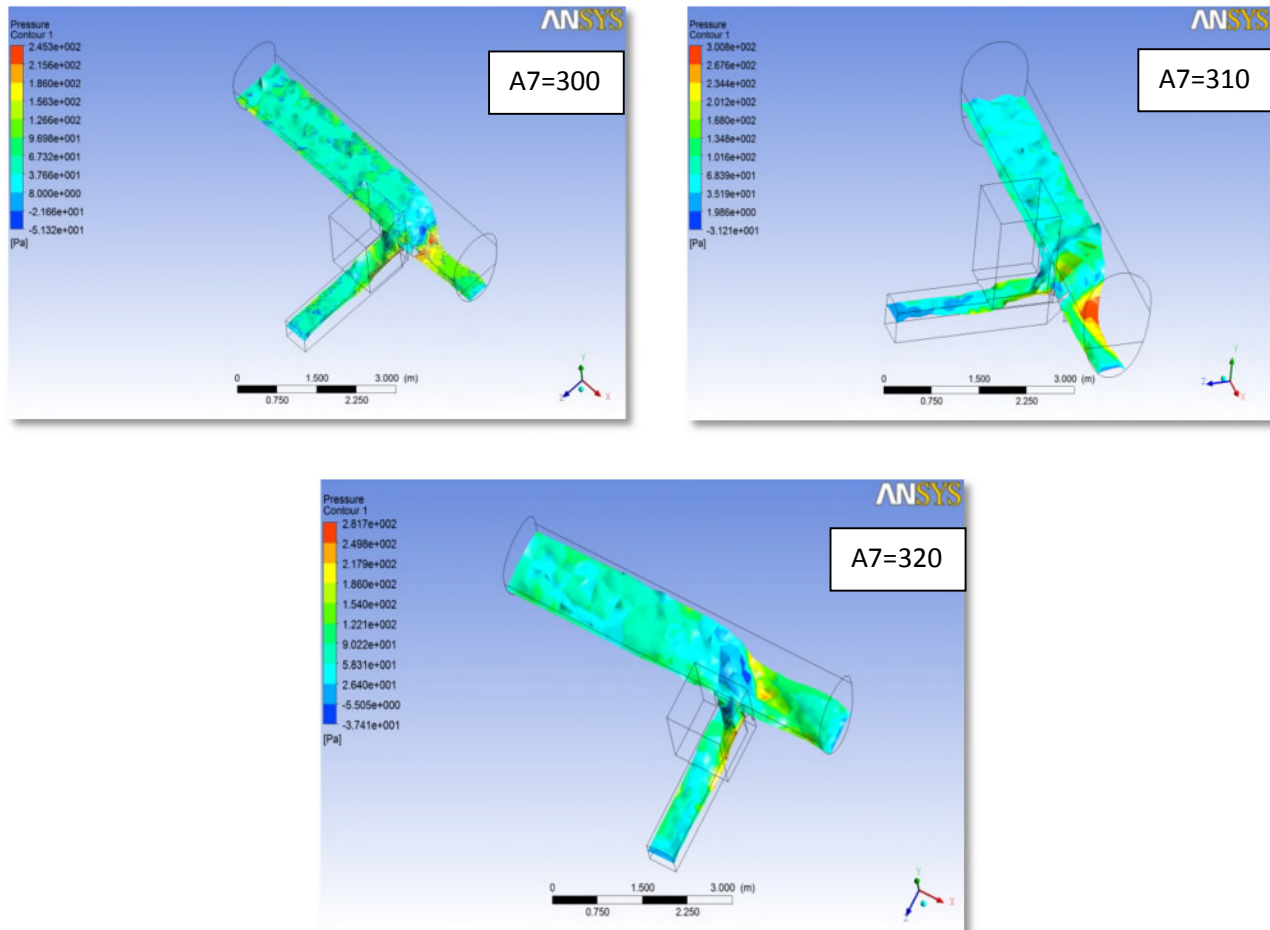


Figure (IV-44) : Champ de pression sur la surface libre pour $A7=300^\circ$, $A7=310^\circ$, $A7=320^\circ$.

Les figures (IV-44) présentent les champs de pression sur la surface libre, on peut voir que la pression a de légères variations sur la surface libre, on peut dire qu'elle est constante, sauf pour l'entrée du canal de sortie ou on voit une augmentation de pression sur la paroi droite qui est due à l'impact de débit entrant, puis dans la partie de déversement, où il y a aussi augmentation de pression qui est due à l'impact des chutes d'eau sur la paroi.

Conclusion

Lors de cette étude, nous avons mis en évidence la capacité du logiciel ANSYS-Fluent à modéliser les écoulements à surface libre en présence d'un obstacle pour différents points de

fonctionnement. La structure de la surface libre ainsi que les profils de vitesses simulés avec les résultats expérimentaux, nous a permis de valider notre modèle numérique. Les modélisations bidimensionnelles ont montré des résultats en accord avec l'expérience sur la plupart des cas tests évalués.

Lors de nos simulations numériques, nous avons essayé plusieurs méthodes pour modéliser l'interface afin d'améliorer et donner une bonne précision des résultats, mais malgré toutes ces méthodes les résultats sont toujours les mêmes, donc on a conclu que dans un écoulement fluvial la convergence du modèle dépend du facteur de blocage α . Nous avons conclu qu'à chaque fois que le facteur de blocage α augmente, l'écoulement devient moins stable, apparition d'une nouvelle zone de recirculation à l'extrémité de l'obstacle, accélération de l'eau au dessus de l'obstacle et à l'aval de l'obstacle.

À partir des résultats numériques de la modélisation 3D et 2D, nous avons montré que la surface libre est perturbée à l'amont de l'obstacle, puisque nous étions dans un régime fluvial (influence aval). La présence des zones de recirculation, joue aussi un rôle sur la structure de l'écoulement, la modélisation tridimensionnelle, nous a permis d'évaluer la variation des différentes variables de l'écoulement suivant l'axe z , ainsi que l'épaisseur, la longueur et le nombre des zones de recirculation.

Une autre étude numérique a été faite, sur un déversoir d'orage, qui est un cas pratique, pour mettre en évidence l'influence de la crête, sur les différentes caractéristiques de l'écoulement. En faisant varier l'angle d'obliquité, nous avons pu contrôler le débit déversé.

Conclusion générale

Le premier objectif de ce travail était de mettre en place une simulation numérique d'un écoulement fluvial à surface libre en présence d'un obstacle et de caractériser l'évolution de la surface libre ainsi que les différentes caractéristiques de l'écoulement au voisinage d'obstacle.

Le second objectif était de comparer les profils des surfaces libres ainsi les champs de vitesse et de pression, obtenue avec les différents débits avec les données expérimentales, afin de valider notre modèle numérique et d'étudier l'influence du facteur de blocage sur le modèle numérique.

Le troisième objectif, c'est qu'on a fait une autre simulation numérique d'un déversoir d'orage comme un exemple pratique où nous avons bien éclairé les évolutions des caractéristiques de l'écoulement.

Les résultats des simulations numériques qu'on a effectués sous le code de calcul ANSYS Fluent 14, nous a permis de valider notre modèle. Ainsi, on a pu avoir de bons résultats pour les faibles débits, les résultats montrent aussi, qu'à chaque fois que le facteur du blocage α diminue, notre modèle numérique diverge et l'écoulement devient moins stable, car l'écoulement devient plus turbulent., nous avons aussi étudié l'influence de ce dernier sur les différentes variables de l'écoulement sur l'interface, sur le comportement de l'écoulement au-dessus de l'obstacle et sur la structure de l'écoulement.

La modalisation tridimensionnelle, nous a permis d'évaluer la variation des différentes variables de l'écoulement suivant l'axe z , ainsi que l'épaisseur, la longueur et le nombre des zones de recirculation pour le canal rectangulaire, ensuite nous avons fait une comparaison entre l'étude bidimensionnelle et l'étude tridimensionnelle, car dans les écoulements turbulents on a dans la plus part des cas des écoulements tridimensionnels.

Une autre étude numérique a été faite, sur un déversoir d'orage, qui est un cas pratique, pour mettre en évidence l'influence de la crête, sur les différentes caractéristiques de l'écoulement. En faisant varier l'angle d'obliquité, nous avons pu contrôler le débit déversé.

Références bibliographiques

- [1] K. Kherbach, S. Benmamar; Simulation numérique de l'écoulement graduellement varié aéré sur les coursiers lisses d'évacuateur de crues ; 1er séminaire international sur la ressource en eau au Sahara ; 19 et 20 janvier 2011 ; Ouargla
- [2] B. Achour, N. Sedira, M. Debabeche; Ressaut contrôlé par seuil dans un canal rectangulaire ; *LARHYSS Journal*, N°.01, Mai 2002
- [3] S.N. Hanna, M.N. Abdel-Malek, M.B. Abd-el-Malek ; Super-critical free-surface flow over a trapezoidal obstacle ; *Journal of Computational and Applied Mathematics*, pp.0377-0427, (1996) .
- [4] M. Doring, Y. Andrillon, B. Alessandrini, P. Ferrant; Complex free surface flow using SPH and VOF methods ; Division Hydrodynamique Navale, Laboratoire de Mécanique des Fluides (CNRS UMR6598), Ecole Centrale de Nantes.
- [5] E.Mignot, N. Riviere, N. Gonima; Ecoulement torrentiel autour d'un obstacle émergé; 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille, 2009.
- [6] B.Malick , A.Rebeyrotte et M.Guilbaud; Calculs d'écoulements non linéaires instationnaires de surface libre ; 10èmes journées de l'hydrodynamique, France, 2005.
- [7] H. Afshar, S. Hooman; Experimental and 3-D Numerical Simulation of Flow over a Rectangular Broad- Crested Weir, *International Journal of Engineering and Advanced Technology*, pp.2249 – 8958, Volume-2, Issue-6, August 2013.
- [8] N.Garcia, L. Lara, J. Losada; Etude numérique de l'interaction houle / brise-lames franchissables, Journées Nationales Génie Civil – Génie Côtier, Compiègne, *Université de Cantabrie* , (2004).
- [9] M. Sherry , D.LoJacono , J.Sheridan; David and Sheridan, John *An experimental investigation of the recirculation zone formed downstream of a forward facing step*, (2010) *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics*, vol. 98 N°12, pp. 888-894. ISSN 0167-6105,(2010).
- [10] C.Vikram, K.Gowda, V. Ravindra et J.Gangadara; Numerical simulation of twodimensionalunsteady flow pasttwo square cylinders, *International Journal of Technology And Engineering System*, 2011- Vol.2.No.3.

- [11] A. Antonella, M. Germano, M. Nini, M. Restelli; A DG Implementation of a Novel Hybrid RANS/LES Technique With RANS Reconstruction, Department of Aerospace Science and Technology, Politecnico di Milano Via La Masa, 34, 20156 Milano, Ital, 2014
- [12] B. Biaisser, R. Marcer, C. DE Jouette; Simulation numérique de déferlement 3-D à l'aide du couplage entre une méthode VOF originale et une méthode d'éléments frontières, Université de Toulon et du Var, BP 132, 83957 La Garde cedex.
- [13] F. Li, M. Chuang, C. Hsiung; Computation of 2-D Free-Surface Flow Using the Hilbert Method, fluid Mech, Vol 132, pp 87-106, (1987).
- [14] S. Kraft, Y. Wang, M. Oberlack; Large Eddy Simulation of Sediment Deformation in a Turbulent Flow by Means of Level-Set Method, JOURNAL OF HYDRAULIC ENGINEERING, Vol. 137, No. 11, November 2011. ©ASCE, ISSN 0733-9429.
- [15] J. Wertel, J. Vasquez, R. Mose; Modélisation 3-D des écoulements turbulents à surface libre en canal rectangulaire, Ecole nationale du génie de l'eau et de l'environnement, 1 quai Koch-BP 61039, 67070, Strasbourg Cedex, France.
- [16] T. Stoesser, M. Asce, C. Braun, M. García-Villalba, W. Rodi, M. ASCE; Turbulence Structures in Flow over Two-Dimensional Dunes, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 134, No. 1, pp. 0733-9429, (2008).
- [17] Franc Vigie « Etude expérimentale d'un écoulement à surface libre au-dessus d'un obstacle » Thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de TOULOUSE, 12 octobre 2005
- [18] Hydraulique générale, école nationale du génie de l'eau et de l'environnement de Strasbourg, José VAZQUEZ
- [19] Hydraulique à surface libre, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Christophe Ancely, version 2.4 du 15 mai 2010.
- [20] Nehari Abderrahmane « Etude des écoulements à surface libre en présence des obstacles dans le fond » Thèse de doctorat de l'université Abou Bkr Belkaid de Tlemcen, (2011-2012).
- [21] Gislain Lipeme Kouyi « expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulière dans les déversoirs d'orage » Thèse de doctorat, l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I, 16 décembre 2004.
- [22] Piquet. J; (1983): « La turbulence et sa modélisation », Tome 1. E.N.S.M. France.
- [23] Chassaing. P; (2000): « Turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur ». Polytech, ed. CEPADUES. Vol 1.

- [24] Launder. B. et Spalding, D; (1974): « The numerical computation of turbulent flows »,
- [25] Wilcox. D; (1998): « Turbulence modeling for CFD ». DCW Industries.
- [26] Christophe Bailly & Olivier Marsden ; Physique des écoulements turbulents, Ecole Centrale de Lyon, (2009).
- [27] BENMOUSSA Fouzi «Etude numérique d'un écoulement à surface libre» Thèse de doctorat de l'université de BATNA, 2013.

Résumé :

Ce travail porte sur deux études numériques sur les écoulements fluviaux à surface libre, la première qu'est principale, c'est l'analyse de l'influence d'un obstacle rectangulaire, s'appuyant sur les parois latérales, placé dans le fond d'un canal rectangulaire, sur le profil de la surface libre et sur les différentes caractéristiques de l'écoulement, pour des débits différents. La deuxième étude est sur un déversoir d'orage qu'est un bon exemple pratique dans les conduites d'assainissement unitaire. La simulation numérique est réalisée à l'aide du code de calcul ANSYS-Fluent 14, utilisant le modèle turbulent RNG et le modèle multiphasique de capture d'interface VOF. La validation de modèle 2D a été faite grâce à des données expérimentales provenant de laboratoire de recherche de l'université de Strasbourg, les résultats de comparaison entre l'expérimental et nos simulations sont inférieure à 8 % pour les faibles débits.

Mots-clés : Surface libre, Ansys-fluent®, facteur de blocage, écoulement fluvial, canal rectangulaire à ciel ouvert, déversoir d'orage, modèle turbulent RNG, le modèle multiphasique VOF.

Abstract :

This work turns about two numerical studies, on flow subcritical on free face, the first which is principal, it is the analysis of the influence of a rectangular obstacle, being pressed on the side walls, place in the content of a rectangular channel, on the profile of the free face and the various characteristics of the flow, for different flows. The second study is an outfall of storm which is a practical good example in the conduits of unit cleansing. The digital simulation is carried out using the ANSYS-Flowing computer code 14, using turbulent model RNG and the model multiphase of capture of interface VOF. The validation of model 2D was made thanks to experimental data coming from research laboratory of the university of Strasbourg, the results of comparison between the experimental one and our simulations are lower than 8% for the low flows.

Key words: Free face, Ansys-fluent®, factor of blocking, subcritical flow, channel rectangular with open sky, outfall of storm, model turbulent RNG, model multiphase VOF.

