

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE ABOU BEKR BELKAID - TLEMCEM -

Faculté de Technologie
Département d'hydraulique



MEMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER EN HYDRAULIQUE

Option : Ecoulement et transport solide

Présenté par :

M^r NEHARI ABDERRAHMANE

Thème

**ETUDE DES ÉCOULEMENTS À SURFACE LIBRE EN PRÉSENCE DES
OBSTACLES DANS LE FOND**

Devant les membres de jury composés de :

Président : M^r A. BENMANSOUR

M.C.A. U. de TLEMCEM

Examineurs : Mr R. SAIM

M.C.A. U. de TLEMCEM

Mr M. Z. DEBBAL

C.C. U. de TLEMCEM

Encadreurs :

Mr A. SEDDINI

Prof. U. de TLEMCEM

Mr A. GHENIM

M.C.A. U. de TLEMCEM

ANNEE UNIVERSITAIRE: 2011-2012

Remerciements

*Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance et mes sincères remerciements à mon encadreur **Pr. A. SEDDINI**, pour l'intérêt porté à mon travail, sa disponibilité, ses conseils précieux et surtout sa grande patience.*

*Nous tiens à remercierons Monsieur le **Pr. BENMANSOUR** pour avoir accepté d'évaluer ce travail, et qui nous fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.*

*Nos vifs remerciements vont aussi à Monsieur **Dr. M.Z.DEBAL** et Monsieur **Dr. R.SAIM**, pour avoir accepté d'examiner ce travail et de prendre part au jury.*

Enfin, à tous ceux et celles qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail, nous dis merci.

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.

A tous mes amis.

A tous mes collègues.

A toute ma famille.

Abderrahmane

Résumé

Le présent travail porte sur l'analyse d'influence de la forme d'un obstacle placé dans le fond d'un canal à ciel ouvert sur le profil de la surface libre. Les formes d'obstacles utilisés dans cette étude sont : demi-cylindre, rectangle, trapèze et triangle.

L'analyse de la topologie d'écoulement local pour chaque type d'obstacle nous a permis de comprendre la variation de la surface libre en fonction de la forme des obstacles.

La simulation numérique est réalisée à l'aide du code de calcul Fluent 6.2, utilisant le modèle turbulent RNG et le modèle multiphasique de capture de la surface libre VOF. Les profils de la surface libre changent en fonction des paramètres de base de l'écoulement $\{F_0, \alpha\}$ et de la forme des obstacles. Ainsi que la présence de zone de recirculation en amont, au-dessus et en aval des obstacles influent sur l'état de la surface libre.

Mots clés :

Surface libre, simulation numérique, modèle turbulent RNG, modèle multiphasique VOF et zone de recirculation.

Abstract

The object of this study was to analyze the influence of the shape of an obstacle placed in the bottom of a channel at the profile of the free surface flow, for this goal four forms obstacles are used (half-cylinder, rectangle, trapezoid and triangle).

The analysis of the topology of local flow for each type of obstacle enabled us to include/understand the variation of the free surface flow according to the shape of the obstacles.

The computational flow dynamic was carried out with the computer code Fluent 6.2, using turbulent model RNG and the multiphasic model VOF to capture of free surface flow. The profiles of the free surface flow change according to the basic parameters of flow $\{F_0, \alpha\}$ and of the shape of the obstacles. As well as the presence of zone of recirculation upstream, and downstream from the obstacles influence the state the free face.

Keywords: Free surface, simulation, RNG turbulent model, volume fraction methods VOF.

ملخص :

الهدف من هذه الدراسة هو تحليل مدي تأثير شكل حاجز موجود في قاع قناة لتدفق محرك بالجاببية، لهذا السبب استعملنا أربع عوائق ذو أشكال مختلفة (نصف دائرة، مستطيل، شبه منحرف و مثلث).

التحليل الذي شمل تصرفات التدفق بمحاذاة العائق مكننا من فهم مدي تأثير شكل العائق على سطح الماء، هذا العمل أنجز عن طريق المحاكاة الرقمية بالاعتماد على البرنامج Fluent 6.2 ، الأسلوب المعتمد في هذا النمط من التدفق العشوائي هو RNG ، أما بالنسبة لنوعيته (ماء/هواء) فقد استندنا على طريقة VOF من اجل تحديد مستوي الماء.

سطح الماء يتغير بتأثير عدة عوامل من أهمها معامل العرقلة، Fr_0 وشكل العائق بالإضافة إلى مناطق التدفق الدوار المتشكل أمام، فوق و بعد الحاجز المستعمل.

كلمات البحث : سطح الماء , محاكاة رقمية , النسبة الحجمية , تفق غشوائ

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
1) Problématique et objectif	2
2) Organisation du document.....	5
CHAPITRE 01 : <i>Ecoulement dans les canaux à ciel ouvert</i>	
I- Introduction.....	8
II- Généralité	8
1- Configuration et paramètres du problème.....	8
2- Les nombres adimensionnels.....	9
III- Ecoulement à surface libre sans obstacle.....	9
IV- Ecoulement à surface libre avec obstacle	11
1- Prédiction de la surface libre	11
2- Distribution de vitesse dans les canaux à ciel ouvert	19
2-1 Effet de la surface libre sur le profil de vitesse	19
2-2 Influence de la paroi sur le profil de vitesse vertical	20
a) Structure de la couche limite turbulente sans gradient de pression	20
b) Couches limites en présence d'un gradient de pression extérieur.....	21
3- Sillage des corps non profilés	23
4- Techniques d'identification de la zone de sillage	28
5- Effets de la surface libre sur la turbulence	35
6- Effets de la paroi sur la turbulence	37
V Conclusion.....	39
CHAPITRE 02 : <i>Modélisation des écoulements à surface libre</i>	
I- Introduction.....	41
II- Etude des écoulements turbulents.....	41
III- Méthodes de quantification de la turbulence	42
1- Décomposition de Reynolds (RANS).....	42
1-1 Le modèle $K - \varepsilon$	43
1-2 Le modèle $K - \omega$	45

1-3	Modèle des contraintes de Reynolds RSM	45
2-	Approche par la mesure des coefficients de corrélation.....	46
3-	Méthode spectrale.....	47
4-	Méthode par phase.....	47
IV-	Les échelles de turbulence.....	48
1-	Définitions	48
2-	Macro échelle ou échelle intégrale	49
3-	Micro échelle de turbulence	49
4-	Les échelles de Kolmogorov	50
V-	Méthodes de détermination des échelles	51
1-	Méthode énergétique (M.E.)	51
2-	Méthode des corrélations (M.C.).....	51
3-	Mesure des gradients de vitesse	52
4-	Intérêts des échelles	52
VI-	Simulations numériques directes DNS	52
VII-	Simulations des grandes échelles (Large Eddy Simulation) LES.....	53
VIII-	Calcul d'interface	55
1-	Approche Lagrangienne.....	55
1-1	Interface Tracking.....	55
1-2	Marker And Cell MAC	56
2-	Approche Eulérienne	57
2-1	Capture d'interface	57
2-2	Volume of Fluid VOF.....	58
a)	Présentation de la méthode.....	59
b)	Forces et faiblesses de VOF.....	61
2-3	La méthode Level Set	62
IX-	Simulation par les codes de calcul CFD	63
X-	Conclusion.....	64

CHAPITRE 03 : Simulation numérique

I- Introduction.....	66
II- Présentation du code de calcul FLUENT.....	66
a) Discrétisation spatiale.....	68
b) Couplage pression-vitesse.....	68
c) Convergence.....	71
d) Conditions aux limites.....	71
III- Présentation de la configuration étudiée.....	72
a) Présentations de la géométrie.....	72
b) Maillage.....	73
c) Conditions initiales.....	75
d) Conditions aux limites.....	76
e) Modèles de turbulence.....	77
f) Convergence des calculs.....	77
IV- Simulation numérique.....	77
V- Modélisation des écoulements à surface libre.....	78
a) Généralités sur les modèles multiphasiques.....	78
B) Paramètres des simulations des écoulements à surface libre.....	79
VI- Validation du modèle.....	80
a) Expérience dans le laboratoire de technologie de Tlemcen.....	80
b) Description de l'expérience de Franc Vigie.....	82
VII-Conclusion.....	86

CHAPITRE 04 : Résultats et interprétation

I- Introduction.....	88
II- Comparaison entre les résultats du modèle numérique testé et expérimentaux.....	89
a) Commentaire.....	93
III- Cas d'un obstacle rectangulaire.....	94
a) Caractéristiques de l'expérience.....	94
b) Evolution des profils de vitesses.....	95
IV- Etat de la surface libre en écoulement fluvial.....	98

a) Classification des régimes selon la surface libre	98
V- Etat de la surface libre en écoulement torrentiel	105
a) Classification de régimes d'écoulements.	105
a) Influence des paramètres sur l'évolution de la surface libre	109
VI- Profils de vitesses	111
a) Vitesses longitudinales	111
1) En amont des obstacles.....	111
2) Au-dessus des obstacles	112
3) En aval des obstacles.....	112
b) Ligne de courant :	118
VII-Conclusion	127
CONCLUSION GENERALE.....	128

LISTE DES FIGURES

Introduction générale

Figure (I.1) : Débordement du canal de Hurricane Katrina (2002, US Army Corps of Engineers Photograph).3

Figure (I.2) : Structures observées sur une portion d'interface.3

Chapitre 01 : *Écoulement dans les canaux à ciel ouvert*

Figure (1.1) : Configuration étudiée.8

Figure (1.2) : Schéma de principe des équations de Saint-Venant.10

Figure (1.3) : Champs de vitesse dans un écoulement à surface libre, a) section ovoïde, b) élargissement brusque11

Figure (1.4) : Détermination de la longueur de surélévation en amont d'un obstacle. ...12

Figure (1.5) : Variation expérimentale de la hauteur relative H/d_0 en fonction du nombre de Froude F_013

Figure (1.6) : Classification des régimes pour le demi-cylindre : (\circ); S_a , (\triangleleft); S_b , (\square); S_c , (\star); S_d , (∇) S_e14

Figure (1.7) : Classification des régimes pour le demi-cylindre: (\triangleright); S_a , (\blacktriangle); S_b , (\diamond); S_c , (\bullet); S_d , (\times) S_e15

Figure (1.8) : Solutions du système de Saint-Venant linéaire: (a), solutions aux temps longs; (b), plan des paramètres $\{F_0, \alpha\}$17

Figure (1.9) : Schématisation d'un écoulement à surface libre en présence d'un obstacle trapézoïdal avec $W=1$ constant.17

Figure (1.10) : Variation de η en fonction de a) ; Nombre de Froude F_0 , b) Hauteur d'obstacle H , c) Longueur de crête L et Angle de la base du trapèze.18

Figure (1.11) : Dip-phenomenon en écoulement à surface libre dans une section transversale19

Figure (1.12) : Profil de vitesse longitudinale moyenne dans une couche limite turbulente sur plaque plane sans gradient de pression.21

Figure (1.13) : Effet du gradient de pression sur une couche limite.22

Figure (1.14) : Structure d'un écoulement au-dessus d'un obstacle23

Figure (1.15) : Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour quelques obstacles de révolution.24

Figure (1.16) : Ecoulement rampant autour d'un cylindre $Re = 0.16$	24
Figure (1.17) : Ecoulement stationnaire décollé à $Re = 26$	25
Figure (1.18) : Allée de Von Karman, a) obstacle cylindrique $Re = 105$, b) obstacle cubique $Re = 100$	26
Figure (1.19) : Ecoulement autour d'un cylindre a) $Re = 270$,b) $Re = 300$ résultats expérimentales. c) simulation numérique	27
Figure (1.20) : Ecoulement autour d'un cube ($Re = 20\ 000$) avec de différents angles d'incidence a) $\alpha = 0^0$,b) $\alpha = 7^0$, ,c) $\alpha = 22^0$,d) $\alpha = 45^0$.[31].....	28
Figure (1.21) : Ecoulement au-dessus d'une marche ascendante	29
Figure (1.22) : Variation de X_R en fonction de Re pour $0.83 < \frac{\delta}{H} < 2.5$: $\frac{\delta}{H} = 2.5$ (●), $\frac{\delta}{H} = 1.25$ (■), $\frac{\delta}{H} = 0.83$ (▲)	29
Figure (1.23) : Structure de la couche limite urbaine	30
Figure (1.24) : Représentation schématique de l'écoulement au-dessus d'un rectangle .30	
Figure (1.25) : Variation de X_R en fonction de Re_{obs}	31
Figure (1.26) : Ecoulement en forme de fer à cheval autour d'un obstacle cubique . ..32	
Figure (1.27) : Visualisation des lignes de courants avec la technique de mesure LDA32	
Figure (1.28) : Variation de la topologie d'écoulement en fonction d'angle d'incidence. a) $\alpha = 0^0$, b) $\alpha = 30^0$,c) $\alpha = 45^0$,d) $\alpha = 60^0$	33
Figure (1.29) : Variation de la longueur de recirculation en fonction de λ	33
Figure (1.30) : Structure des écoulements derrière une série d'obstacle	34
Figure (1.31) : Influence de la géométrie sur les écoulements	35
Figure (1.32) : Réduction de l'intensité turbulente verticale due à la surface libre.....	36
Figure (1.33) : Action de l'interface sur l'écoulement	36
Figure (1.34) : Distributions des intensités turbulentes en écoulement sur fond lisse et rugueux	37
Chapitre 02 : Modélisation des écoulements à surface libre	
Figure (2.1) : Evolution de la vitesse ponctuelle en fonction du temps en régime turbulent	42
Figure (2.2) : Comparaison des lignes de courant pour les différents modèles de turbulences	46

Figure (2.3) : Cascade d'énergie	48
Figure (2.4) : Echelle spatiale de turbulent, a) Macroéchelle longitudinale, $z/d=0,5$ et $0,71$ respectivement. b) Micro échelle pour différents profondeurs	49
Figure (2.5) : Solution hybride RANS-LES. a) limite des modèles turbulents, b) vitesse instantanée (la ligne noir représente les limites de chaque modèle).....	53
Figure (2.6) : Ligne de courant par deux différentes méthodes.....	54
Figure (2.7) : Comparaison entre les surfaces libres numériques et expérimentales pour $t = 0,96$ s, $t = 1,23$ s et $t=1,65$ s respectivement	56
Figure (2.8) : Les sous domaines d'une cavité Ω et l'interface Γ qui les sépare.	58
Figure (2.9) : Simulation de la surface libre par la méthode VOF, a) $t = 0.9625$ s, b) $t = 1.652$ s, c) $t = 2.004$ s, d) $t = 0.6$ s VOF et e) $t = 0.6$ s expérimentale, les points désignent des résultats numériques et les lignes résultats VOF.....	61
Figure (2.10) : Adaptation du maillage et son effet sur le type des solutions	62
Chapitre 03 : Simulation numérique	
Figure (3.1) : Schéma itératif de Fluent, avec l'algorithme SIMPLE	70
Figure (3.2) : Domaine physique du canal.....	72
Figure (3.3) : Maillage primaire pour un obstacle demi-cylindrique.....	74
Figure (3.4) : Maillage primaire pour un obstacle rectangulaire.....	74
Figure (3.5) : Maillage primaire pour un obstacle trapézoïdale.....	74
Figure (3.6) : Maillage primaire pour un obstacle triangulaire.....	75
Figure (3.7) : Conditions aux limites imposées.....	76
Figure (3.8) : Exemple de fluctuation du débit fourni par la pompe.....	81
Figure (3.9) : Coupe transversal du champ de vitesse d'un écoulement à surface libre	82
Figure (3.10) : Canal à surface libre utilisé.....	83
Figure (3.11) : (a), Sonde capacitive et (b), principe de mesure.....	84
Figure (3.12) : Dispositif de mesure par PIV.....	84
Chapitre 04 : Résultats et interprétation	
Figure (4.1) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail.	89
Figure (4.2) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail.....	89

Figure (4.3) : Champs de vitesses verticales moyennes $\frac{v}{U_0}$, autour de l'obstacle pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. (a) : Expérimental, (b) : présent travail.	89
Figure (4.4) : Evolution longitudinale du profil de vitesse verticales moyennes, proche de la surface libre en $d_0/H = 4.2$ pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$; (x) : Expérimental, (x) : présent travail	90
Figure (4.5) : Surface libre pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail	90
Figure (4.6) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail.....	90
Figure (4.7) : Evolution longitudinale du profil de vitesse verticales moyennes, proche de la surface libre en $Z/H = 3.5$ pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$; (x) : Expérimental, (x) : présent travail	91
Figure (4.8) : Champ instantane de vitesses et vorticite magnetude $\{\alpha = 0.24, Fr_0 = 0.38\}$; (a) : Expérimental, (b) : présent travail	91
Figure (4.9) : Surface libre pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail	92
Figure (4.10) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$; (●) : Expérimental, (○) : présent travail.....	92
Figure (4.11) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail	92
Figure (4.12) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail.....	93
Figure (4.13) : Surface libre pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail	93
Figure (4.14) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$. (●) : Expérimental, (○) : présent travail.....	93
Figure (4.15) : Lignes de courant autour du rectangle pour le modèle RNG, présent travail.....	95
Figure (4.16) : Comparaison de la vitesse longitudinale en amont du rectangle : (●) : Résultats expérimentales, (○) : Résultats RNG.....	96

Figure (4.17) : Comparaison de la vitesse longitudinale au-dessus du rectangle : (●) : Résultats expérimentales, (○) : Résultats RNG.....	96
Figure (4.18) : Comparaison de la vitesse longitudinale en aval du rectangle : (●) : Résultats expérimentales, (○) : Résultats RNG.....	96
Figure (4.19) : Détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute; (a, b, c, d), présent travail ; pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$	99
Figure (4.20) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$	100
Figure (4.21) : Nombre de Froude local pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$	100
Figure (4.22) : Détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute; (a, b, c, d), présent travail ; pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$	101
Figure (4.23) : Surface libre pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$	102
Figure (4.24) : Nombre de Froude local pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$	102
Figure (4.25) : Détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute; (a, b, c, d), présent travail ; pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$	103
Figure (4.26) : Surface libre pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$	104
Figure (4.27) : Nombre de Froude local pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$	104
Figure (4.28) : Détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute; (a, b, c, d), présent travail ; pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$	106
Figure (4.29) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$	107
Figure (4.30) : Nombre de Froude local pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$	107
Figure (4.31) : Détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute; (a, b, c, d), présent travail ; pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$	108
Figure (4.32) : Surface libre pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$	109
Figure (4.33) : Nombre de Froude local pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$	109
Figure (4.34) : Evolution de l'amplitude L_a en fonction de nombre de Froude de base Fr_0 pour les différents obstacles.....	110
Figure (4.35) : Evolution de l'amplitude L_l en fonction de nombre de Froude de base Fr_0 pour les différents obstacles.....	110
Figure (4.36) : Vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$,	113
Figure (4.37) : Vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$	114
Figure (4.38) : Vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$	115

Figure (4.39) : Vitesse longitudinale pour $\beta = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$	116
Figure (4.40) : Vitesse longitudinale pour $\beta = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$	117
Figure (4.41) : Lignes de courant autour du demi-cylindre	119
Figure (4.42) : Lignes de courant autour du rectangle.....	120
Figure (4.43) : Lignes de courant autour du trapèze.....	121
Figure (4.44) : Lignes de courant autour du triangle.....	122
Figure (4.45) : Evolution de la longueur de la zone de recirculation R_x en fonction R_{obs}	123
Figure (4.46) : Evolution de l'épaisseur de la zone de recirculation r_a en fonction R_{obs}	124
Figure (4.47) : Mesure PIV de Thompson et Hourigan.....	124
Figure (4.48) : Diminution de la région de recirculation entre $Re_{obs} \approx 1500$ et 10000, visualisation de Norberg.....	125
Figure (4.49) : Evolution de L'amplitude de déformation de la surface libre L_a en fonction de la longueur de la zone de recirculation R_x en fonction R_{obs}	125

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Rapport entre macro et micro échelles de turbulence	50
Tableau 3.1 : Dimensions des différents obstacles	73
Tableau 3.2 : Paramètres des tests pour les différents points de fonctionnement	85
Tableau 4.1 : Caractéristiques physiques et conditions aux limites de la simulation.....	94
Tableau 4.2 : Comparaison des longueurs des recirculations pour l'écoulement au-dessus du rectangle 2D.....	95
Tableau 4.2 : Section prises le long du canal.....	111

NOMENCLATURE

C_D : Coefficient de traînée	[-]
d_m : Profondeur d'eau dans le centre du canal	[m]
$d(x)$: Profondeur d'eau locale	[m]
d_0 : Profondeur d'eau de base	[m]
D : Diamètre de cylindre	[m]
F_t : Force de traînée	[N]
Fr_x : Nombre de Froude local	[-]
Fr_0 : Nombre de Froude de base	[-]
f_s : Fréquence de détachement des allées tourbillonnaires de Von Karman	[s ⁻¹]
$f(\alpha)$: Fonction de mélange Level Set	[-]
g : Accélération gravitationnelle	[m ² /s]
H : Hauteur d'obstacle	[m]
k : Energie cinématique turbulent	[m ² /s ²]
K_s^+ : Coefficient de rugosité	[-]
I : Intensité turbulente	[%]
L : Largeur d'obstacle	[m]
L_a : Amplitude de la déformation par rapport au niveau initial de la surface libre par unité d'hauteur d'obstacle	[-]
L_f : Longueur longitudinale de grosses structures	[m]
L_g : Longueur transversale de grosses structures	[m]
L_l : Longueur de la déformation de la surface libre par unité d'hauteur d'obstacle	[-]
$l_{\Omega f}$: Fonction de mélange VOF	[-]
P : Pression locale	[Pa]
\bar{p} : Pression moyenne	[Pa]
p' : Fluctuation de la pression locale	[Pa]
Q : Débit d'entrée dans le canal	[m ³ /s]
Re_0 : Nombre de Reynolds de base	[-]
Re_{0bs} : Nombre de Reynolds a la base de la hauteur d'obstacle et la vitesse d'entrée dans le canal	
R_x : Épaisseur de la zone de recirculation par unité d'hauteur d'obstacle	[-]
$R(\tau)$: Coefficient de corrélation	[-]

r_a :	Épaisseur de la zone de recirculation par unité d'auteur d'obstacle	[-]
r_H :	Rayon hydraulique	[m]
S :	Surface	[m ²]
S_{ij} :	Tenseur de déformation	[-]
S_t :	Nombre de Strouhal	[-]
T_t :	Temps de retour des oscillations turbulentes	[t]
U :	Vitesse longitudinale locale	[m/s]
U_0 :	Vitesse d'entrée dans le canal	[m/s]
\bar{U} :	Vitesse moyenne locale	[m/s]
u' :	Fluctuation de la vitesse longitudinale	[m/s]
u_* :	Vitesse de cisaillement	[-]
V_k :	Vitesse de Kolmogorov	[m/s]
v :	Vitesse dans la direction y	[m/s]
W :	Largeur du canal	[m]
w :	Vitesse dans la direction z	[m/s]
α :	Coefficient de blocage	[-]
β :	Facteur de forme d'obstacle	[-]
ε :	Dissipation de l'énergie cinématique turbulent	[m ² /s ³]
η_a :	Viscosité cinétique de l'air	[m ² /s]
η_l :	Viscosité cinétique de l'eau	[m ² /s]
η_k :	Echelle spatiale de Kolmogorov	[m]
μ_a :	Viscosité dynamique de l'air	[pa.s/m]
μ_l :	Viscosité dynamique de l'eau	[pa.s/m]
θ :	Pente du canal	[degré]
λ_f :	Taille longitudinale des structures turbulentes de l'échelle de Taylor	[m]
λ_g :	Taille transversale des structures turbulentes de l'échelle de Taylor	[m]
σ :	Contrainte de	[Pa]
δ_{ij} :	Symbole de Chronicker	[-]
ρ :	Masse volumique	[Kg/m ³]
τ_p :	Frottement pariétale	[Pa]
τ_t :	Dimension temporelle de l'échelle de Taylor	[t]
τ_k :	Echelle temporelle de Kolmogorov	[t]
ξ :	Profondeur adimensionnelle	[-]

Ω :	Domaine de cavité	[-]
Ω_a :	Sous domaine de aire	[-]
Ω_f :	Sous domaine liquide	[-]
Ω_i :	Sous domaine de la cavité Ω	[-]
Γ :	Interface entre les sous domaines Ω_f et Ω_a	[-]
VOF :	Volume of fluid	[-]
RNG :	Modèle turbulent	[-]

Introduction générale

1) Problématique et objectif :

Les écoulements en rivières présentent une grande variété de comportements de leur surface libre. Les variations de bathymétrie et de rugosités, que l'on rencontre tant en milieu naturel (e.g. gravats, algues, rochers) que dans les ouvrages hydraulique (pile de pont, canalisation,...), sont souvent à l'origine de cette diversité. Compte tenu de l'influence de l'inhomogénéité de la bathymétrie sur la sélection des phénomènes s'apparaissant à la surface libre, on peut voir cette interaction bathymétrie/surface libre comme un problème multi-échelles. En effet, en définissant l'échelle intégrale comme étant la hauteur d'eau et l'échelle locale comme étant une hauteur caractéristique de la bathymétrie, une perturbation de l'échelle locale engendre une modification de l'échelle intégrale [1]. C'est ainsi que les macro-rugosités, obstacles multiples dont la dimension verticale caractéristique est de l'ordre de la hauteur d'eau, perturbent sensiblement le profil de surface libre. Par exemple, la connaissance de la modification de l'écoulement par la bathymétrie revêt un intérêt majeur dans le cadre de la prévention des catastrophes naturelles, figure (1.1), mais aussi dans la préservation de l'environnement et des écosystèmes, l'utilisation de rugosités disposées en rangées permet l'aménagement de dispositifs de franchissement dans lesquels les conditions d'écoulement sont compatibles avec les capacités de nage des espèces [2].

L'intérêt porté à l'effet d'une variation de rugosité sur l'écoulement ne se limite pas à la surface libre, et concerne également l'écoulement local au voisinage de l'obstacle. Par exemple, Les études du transport sédimentaires dans les rivières en présence d'un obstacle [3], la capacité d'un sabot a évité le colmatage dans une conduite d'assainissement [4]



Figure (I.1) : Débordement du canal de Hurriane Katrina (2002,US Army Corps of Engineers Photograph).[5]

Une étude établit pour faire une relation entre la turbulence et l'affouillement près de pile de pont [6], la compréhension de la migration des dunes sous-marines nécessite une bonne connaissance de l'hydrodynamique locale au voisinage de la dune, Figure (1.2).

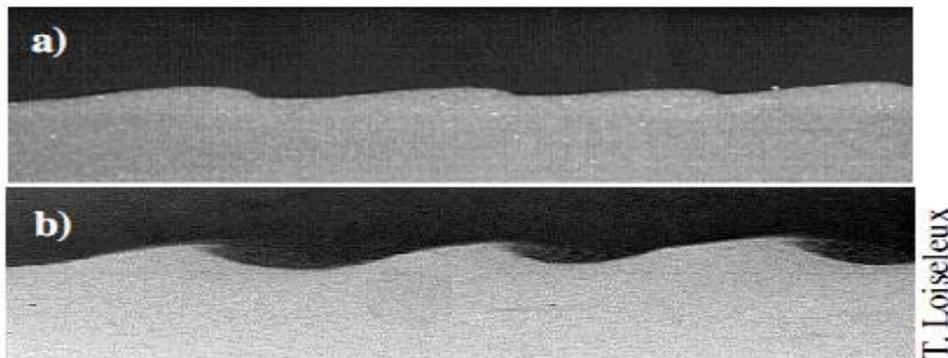


Figure (I.2) : Structures observées sur une portion d'interface de longueur de 15 cm, L'écoulement s'effectue de gauche à droite .a) Rides triangulaires observée sur les pentes plus faible 0.17% .b) Rides à tourbillon observée sur des pentes plus élevée 0.3%. [7]

En outre, la connaissance de l'écoulement local au voisinage de l'obstacle intéresse d'autres types d'écoulements. En particulier, les écoulements stratifiés. Par exemple, l'étude des écoulements de couche limite atmosphérique, stratifiés en densité, impactant sur une ville [8].

Pour ces problématiques, la connaissance de la modification du champ de vitesse due aux variations de rugosités est donc très importante.

Comprendre l'effet d'un obstacle singulier sur un écoulement à surface libre est un sujet depuis Longtemps étudié .En particulier, il existe un grand nombre d'analyses asymptotiques [1.9] et numériques [10, 11,12,..] qui ont eu pour premier objectif de déterminer des solutions asymptotiques de la surface libre. Ces modèles asymptotiques résultent de l'introduction de petits paramètres de développement permettant de rendre compte d'une part des effets du régime d'écoulement et de la bathymétrie d'autre part. Ces paramètres sont bien connus pour les écoulements à fond plat mais restent mal définis dans le cas des écoulements en présence de singularités. En plus, Les modèles asymptotiques posent le problème de la limite de validité des hypothèses du modèle, ces limites se résument dans un régime d'écoulement spécifique (souscritique ou supercritique) d'un côté et de la forme de l'obstacle d'autre coté, plus de ça; en aucun cas les modèles ne contiennent d'informations sur la structure locale de l'écoulement comme la turbulence.

Le modèle asymptotique de FRANC VIGIE [1] détermine la transition des régime en fonction de deux paramètre de base $\{F_0, \alpha\}$, où ; F_0 : est le nombre de Froude de base (sans obstacle) et α le rapport de blocage de l'écoulement (rapport entre la hauteur H de l'obstacle et la hauteur de l'écoulement de base) .La conception de ce dernier a mis en jeux cinq cas souscritique et cinq supercritique ;deux types d'obstacles ont été introduit ,le premier un Demi-cylindre et le deuxième un obstacle de forme Gaussienne, le model de Franc Vigie [1] ne décrit la transition des régimes des écoulements que par les paramètre de base $\{F_0, \alpha\}$, Et pas d'autres paramètres y compris la forme de l'obstacle .Dans ce cadre, nous avons choisi la démarche suivante:

1. Introduire d'autre type d'obstacle (rectangulaire, trapézoïdal et triangulaire), en gardant les mêmes paramètres de base $\{F_0, \alpha\}$.

2. Identifier les régimes d'écoulement en comparant les déformations de la surface libre pour les différents obstacles en se basant sur le modèle asymptotique de Franc Vigie [1].
3. Etudier l'influence de l'écoulement à l'échelle locale sur l'échelle intégrale.

2) Organisation du document

Dans ce mémoire, on s'est intéressé à l'influence de la forme de l'obstacle sur la surface libre. La variation de la forme peut être traduite par un changement de la topologie d'écoulement au voisinage des obstacles. Pour ce faire, nous avons introduit quatre formes différentes, demi-cylindrique, rectangulaire, trapézoïdale et triangulaire. Pour des raisons techniques, notre travail s'est limité aux simulations numériques bidimensionnelles à l'aide du code de calcul CFD FLUENT 6.2. Les résultats de simulation sont comparés à ceux de Franc Vigie [1]. Ce mémoire se décompose en quatre chapitres.

On a commencé dans le premier chapitre à exposer les paramètres mis en jeu dans une étude d'un écoulement à surface libre en présence d'un obstacle, la deuxième partie du chapitre est consacrée sur l'influence des obstacles sur l'écoulement local.

Le second chapitre s'ouvre sur les méthodes de modélisation en mécanique des fluides et présente une revue bibliographique détaillée sur les écoulements turbulents, la deuxième partie de ce chapitre est consacrée aux méthodes utilisées pour définir les interfaces dans le cas d'un écoulement hétérogène.

L'objectif du troisième chapitre est de présenter le code de calcul FLUENT 6.2, ainsi que les différentes démarches utilisées dans la simulation. Ainsi que la présentation du travail expérimental réalisé au laboratoire d'hydraulique de la faculté de technologie afin de valider notre travail numérique, malheureusement les résultats obtenus ne sont pas fiables et ce qui nous a poussé à chercher dans la littérature bibliographique un travail expérimental pour valider notre travail.

Le chapitre quatre présente les résultats numériques. Une validation de ces résultats est faite dans le cas d'un obstacle demi-cylindrique. Ces derniers ont été exploités pour discuter l'influence de la forme des obstacles sur la surface libre.

Les conclusions les plus pertinentes relatives à ce travail de recherches sont présentées.

Chapitre 01

Écoulement Dans Les Canaux

A Ciel Ouvert

I- Introduction

Sous les hypothèses d'écoulement irrotationnel de fluide non-visqueux, les équations de Navier-Stokes se réduisent à un système d'équations régissant les écoulements potentiels. De cette théorie potentielle sont dérivés les différents modèles asymptotiques qui ont été proposés pour l'étude des ondes de surface.

Dans le présent chapitre, nous présentons les différents modèles asymptotiques classés en fonction des paramètres $\{F_0, \alpha\}$, ensuite, les paramètres influençant sur la longueur de recirculation dans le cas d'un écoulement en présence d'un obstacle.

II- Généralité

Les écoulements à surface libre sont des écoulements qui s'écoulent sous l'effet de la gravité en étant en contact partiellement avec un contenant (canal, rivière, conduite..) et avec l'air dont la pression est généralement à surface libre. Contrairement aux écoulements en charge, la section d'écoulement devient une caractéristique de l'écoulement et non plus seulement de la géométrie du contenant.

1- Configuration et paramètres du problème

L'écoulement considéré est l'écoulement à surface libre d'un fluide incompressible et homogène en densité au-dessus d'un obstacle bidimensionnel (invariant suivant la direction transversale à l'écoulement) fixé sur le fond d'un canal rectangulaire et lisse figure (1.1).

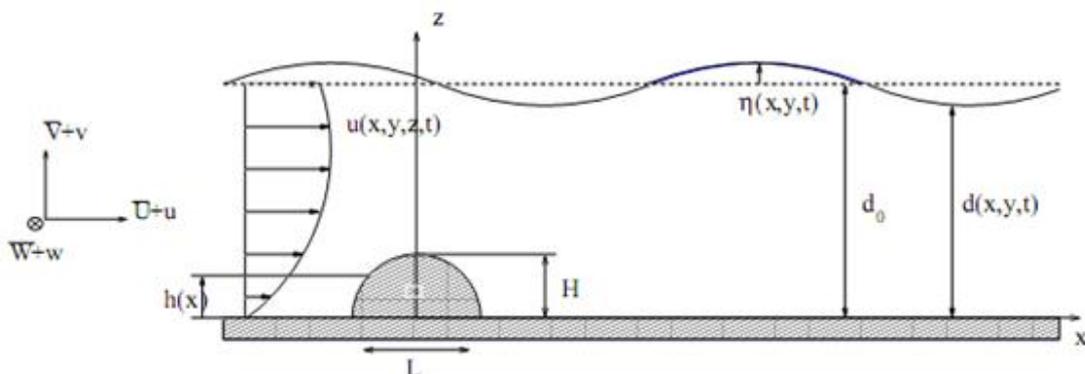


Figure (1.1) : Configuration étudiée [1].

Le fluide a pour viscosité cinématique ν et pour masse volumique ρ . Dans cette étude on a négligé les effets de la tension de surface, l'accélération gravitationnelle est g . L'état non-perturbé, c'est-à-dire sans obstacle, est appelé l'état de base. Il est caractérisé par sa hauteur d'eau, d_0 et sa vitesse débitante moyenne U_0 , définie par $U_0 = \frac{Q}{W.d_0}$, Q étant le débit et W la largeur du canal. La hauteur d'eau en présence de l'obstacle est $d(x, y, t) = d_0 + \eta(x, y, t) - h(x, y)$, avec $h(x, y)$ la côte du fond et $\eta(x, y, t)$ la perturbation de la surface libre par rapport à l'état de base. Dans le plan de symétrie ($y = 0$), $d(x, 0, t)$ est notée $d_m(x)$. La vitesse moyenne locale correspondante est $U_m = \frac{Q_e}{W.d_m}$. L'obstacle a pour longueur L , et hauteur caractéristique H .

2- Les nombres adimensionnels

Quatre nombres adimensionnels contrôlent ce problème

F_0 : le nombre de Froude de l'état de base, $F_0 = U_0 / \sqrt{g.d_0}$, 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, $\alpha = \frac{H}{d_0}$, compare la hauteur de l'obstacle à la hauteur d'eau de l'état de base;

β : Le rapport d'aspect de l'obstacle, $\beta = \frac{H}{L}$, compare la hauteur de l'obstacle à sa longueur caractéristique ;

R_e : le nombre de Reynolds de l'écoulement en canal, $R_e = \frac{4.r_H.U_0}{\nu}$, où $r_H = \frac{d_0 W}{2.d_0 + W}$ est le rayon hydraulique. Pour l'ensemble des états de base que nous avons considéré, l'écoulement est turbulent.

III- Écoulement à surface libre sans obstacle

L'écoulement gravitaire à surface libre d'un fluide réel est bien décrit dans le cadre de la mécanique des milieux continus par les équations de conservation de la masse et

de la quantité de mouvement moyennées dans l'épaisseur avec l'hypothèse d'ondes longues. Ces équations ont été introduites pour la première fois en 1871 pour décrire les écoulements non-permanents des eaux en application aux crues des rivières et à l'introduction des marées dans leur lit. L'idée est de considérer que l'épaisseur de l'écoulement est faible par rapport aux longueurs mises en jeu [13].

Les forces mises en jeu et équilibrant les forces d'inertie sont : le poids de l'écoulement, la force de frottement au fond et les forces de gradient d'épaisseur. En effectuant dans une tranche microscopique, figure (1.2), des bilans de masse équation (1.1) et de quantité de mouvement équation (1.2), on aboutit au système d'équations:

$$\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial(d\bar{u})}{\partial x} = 0 \quad 1.1$$

$$\rho \left(\frac{\partial(d\bar{u})}{\partial t} + \alpha \frac{\partial(d\bar{u}^2)}{\partial x} \right) = \rho g d \cos\theta \left(\tan\theta - \frac{\tau}{\rho g d \cos\theta} - K \frac{\partial d}{\partial x} \right) \quad 1.2$$

Où d et \bar{u} sont respectivement la hauteur et la vitesse moyenne de l'écoulement, x est la direction principale de l'écoulement figure (1.2), t est le temps, θ est la pente de l'écoulement, g la gravité, le coefficient α est défini comme le rapport entre la moyenne du carré de la vitesse et le carré de la vitesse moyenne ($\alpha = \overline{u^2}/\bar{u}^2$) et k est le coefficient reliant les composantes σ_{xx} et σ_{zz} du tenseur des contraintes.

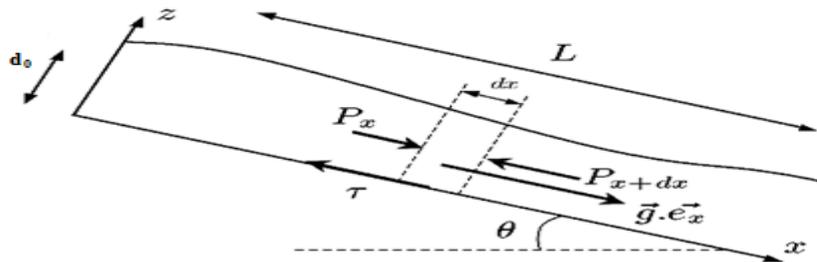


Figure (1.2) : Schéma de principe des équations de Saint- Venant [13].

Ces équations résultent de trois hypothèses importantes:

- L'hypothèse de couche mince impliquant que l'épaisseur typique $d_0 \ll L$ de l'écoulement est faible devant sa longueur caractéristique L .

- L'hypothèse d'incompressibilité du matériau: la masse volumique $\rho = Cst$ est considérée comme constante.
- La pente du fond ne doit pas dépasser 10%.

Ces hypothèses limitent le modèle de Saint-Venant, par exemple en peut avoir des solutions dans le cas d'un écoulement tridimensionnelle ayant une géométrie variable (élargissement, rétrécissement...), canal trapézoïdal, écoulement dérangé par la présence d'un obstacle.

Dans ces cas de problèmes les chercheurs s'intéressent plus à utiliser les méthodes expérimentale ou numérique en résolvant les équations de transport de Navier Stocks citant par exemple dans le cas d'un canal de section ovoïde figures (1.3).

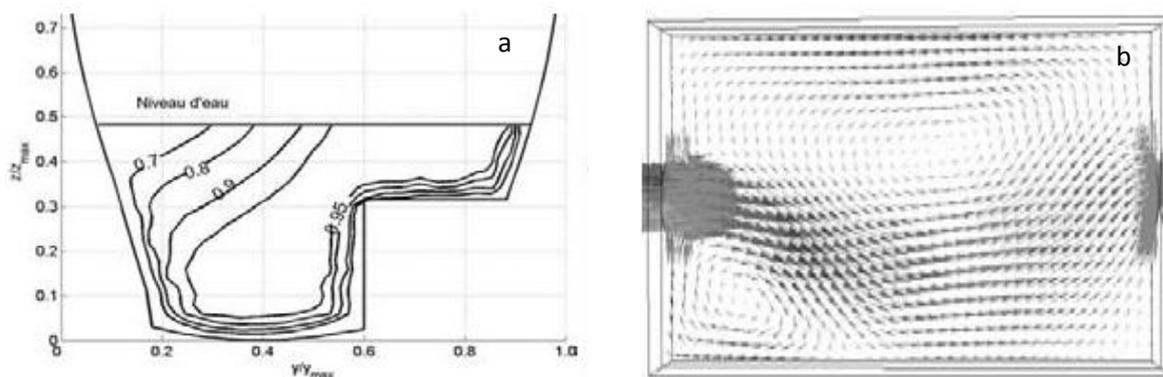


Figure (1.3) : Champs de vitesse dans un écoulement à surface libre, a) section ovoïde[14], b) élargissement brusque [15].

IV- Écoulement à surface libre avec obstacle

1- Prédiction de la surface libre

Forster et Skrinde [16] misent en pratique un graphe, pour déterminer la longueur de surélévation en amont d'un obstacle dans le cas d'un écoulement supercritique figure (1.4), Le seuil de hauteur H est dénoyé et fonctionne alors comme un déversoir. La profondeur y_3 de l'écoulement à l'aval du seuil n'a aucune influence sur la surélévation en amont et répond à l'inégalité :

$$y_3 < y_2 - \frac{3}{4} H$$

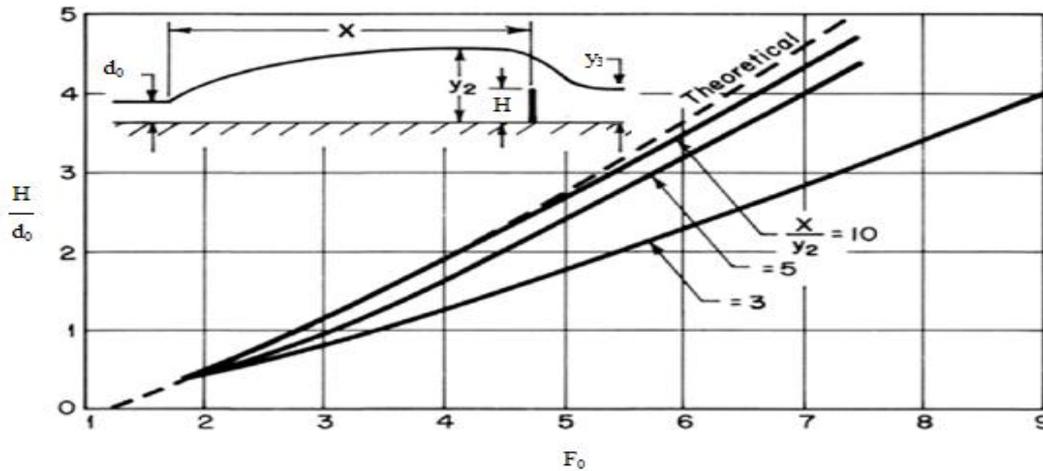


Figure (1.4) : Détermination de la longueur de surélévation en amont d'un obstacle[16].

La figure (1.4) montre que tout point du diagramme est représenté par la paire de coordonnées $\{F_0, \alpha\}$ avec $\alpha = \frac{H}{d_0}$. Lorsque les valeurs de ces coordonnées sont définies, le diagramme permet de déterminer le paramètre X indiquant l'emplacement du seuil :

- entre deux courbes du diagramme, la valeur de la position relative X/y_2 doit être déterminée par interpolation.
- au-dessus de l'une des courbes du diagramme, le seuil de hauteur H est trop haut et le ressaut peut se déplacer vers l'amont sous l'influence du seuil.
- au-dessous de l'une des courbes du diagramme, le seuil est trop bas et le ressaut peut se déplacer vers l'aval en laissant place à un écoulement torrentiel sur le radier du bassin amortisseur X/y_2 .

La méthode est cependant graphique, nécessitant en règle générale des interpolations, et seules trois courbes sont proposées. D'autres études expérimentales [9] ont eu pour principal objectif de compléter les résultats de Forster et Skrinde [16] et définir de manière explicite la relation fonctionnelle $\{F_0, \alpha\}$ figure (1.5).

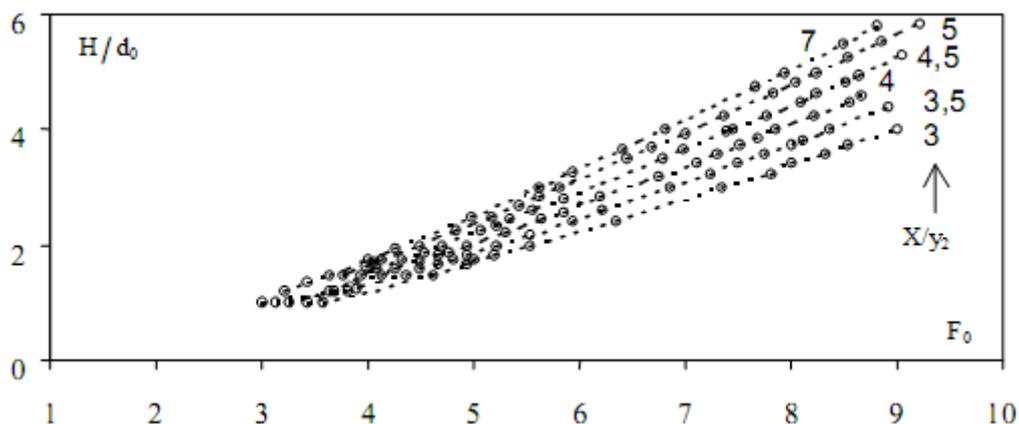


Figure (1.5): Variation expérimentale de la hauteur relative H/d_0 en fonction du nombre de Froude F_0 [9].

D'autres chercheurs s'intéressent à faire des classifications des régimes des ondes de surface, tel que le travail de Franc Vigie [1]. Deux états de base souscritique, puis supercritique et deux types d'obstacles (un demi-cylindre, et une gaussienne) ont été introduit pour réaliser ce travail.

La classification établis par l'auteur , était sous la base de deux paramètres ; le nombre de Froude de base F_0 et le facteur de blocage α .

✓ **Etat de base souscritique :**

Dans cet état, la classification des ondes de surface est établie pour des écoulements dont l'état de base est souscritique $F_0 < 1$. Cinq régimes sont identifiés dans cette partie figure (1.6).

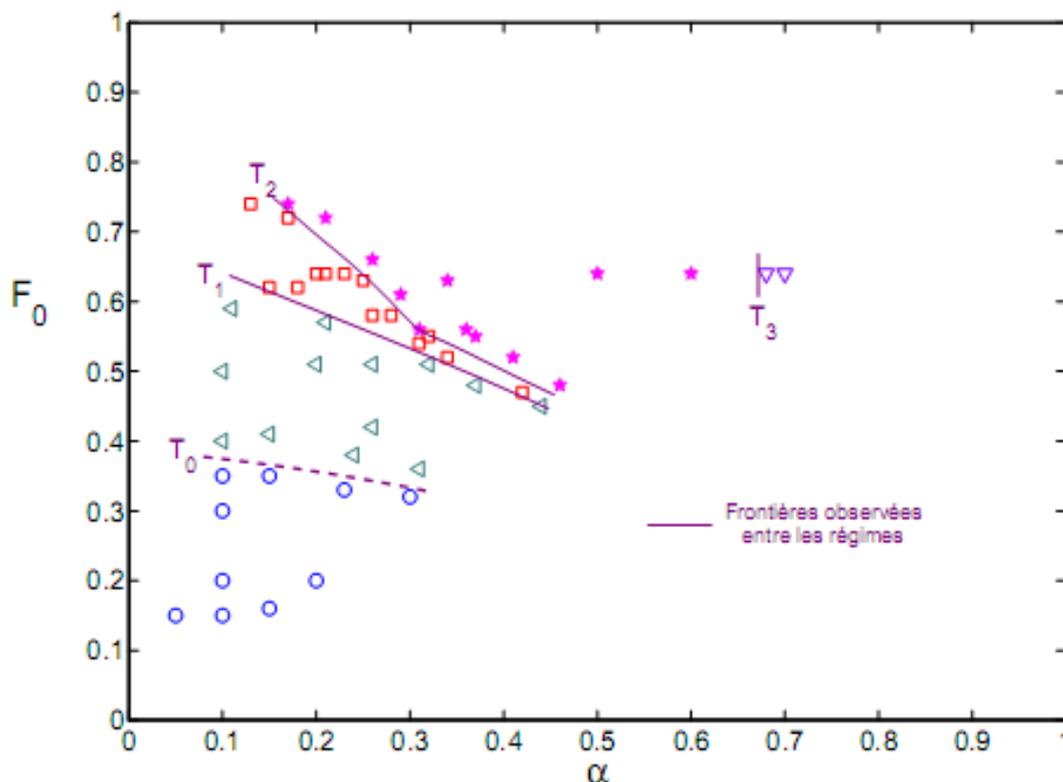


Figure (1.6) : Classification des régimes pour le demi-cylindre : (\circ); S_a , (\triangleleft) ; S_b ,
(\square) ; S_c , (\star) ; S_d , (∇) S_e . [1]

a) Régime S_a

Dans le régime S_a , la surface libre comporte une dépression au voisinage et en aval de l'obstacle. Il n'y a pas d'onde à la surface. De plus, le nombre de Froude local, $F(x)$, est partout inférieur à 1, ce qui montre le caractère souscritique de l'écoulement par tout.

b) Régime S_b

Dans ce régime une dépression est présente à l'aval de l'obstacle comme dans le régime S_a , mais on observe en plus des ondes bidimensionnelles à l'aval. En plus l'écoulement demeure souscritique dans tout le canal.

c) Régime S_c

Ce régime est caractérisé par des ondes stationnaires de faible amplitude en amont de l'obstacle, et en aval, une dépression et un train d'ondes bidimensionnelles, comme dans le régime S_b mais les amplitudes de la dépression et des ondes sont beaucoup plus

grandes à l'aval immédiat de l'obstacle, une transition soucritique/supercritique, suivi par une transition supercritique/ soucritique signe un ressaut hydraulique.

Régime S_d

Le ressaut hydraulique se déplace brutalement vers l'aval et sa structure spatiale est modifiée.

Régime S_e

L'écoulement dans ce régime devient supercritique après l'obstacle et le ressaut hydraulique se déplace vers l'aval dans une distance supérieure à celle du régime S_d .

✓ Etat de base supercritique :

Dans cet état, la classification des ondes de surface est établie pour des écoulements dont l'état de base est supercritique $F_0 > 1$. Cinq régimes sont identifiés dans cette partie.

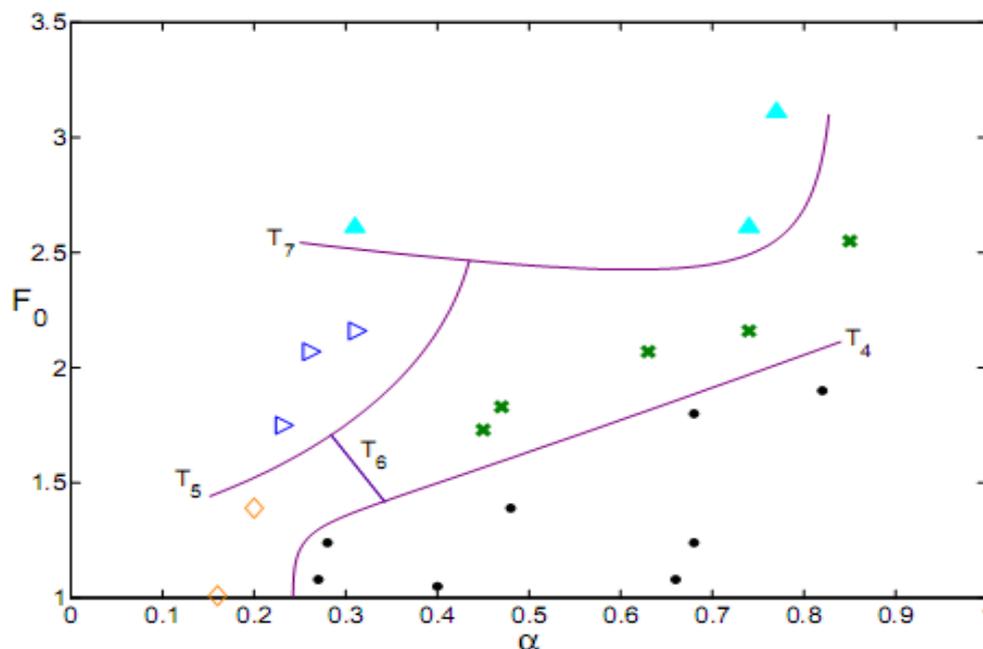


Figure (1.7) : Classification des régimes pour le demi-cylindre: (\blacktriangleright) ; S_a , (\blacktriangle) ; S_b , (\diamond) ; S_c , (\bullet) ; S_d , (\ast) ; S_e . [1]

a) Régime S_a

L'écoulement est par tout supercritique. En outre, la surface libre présente une surélévation bidimensionnelle au-dessus de l'obstacle. La surélévation est

asymétrique par rapport à l'obstacle et la hauteur d'eau en aval est supérieure à celle en amont.

b) Régime S_b

Dans le régime S_b , l'écoulement devient tridimensionnel et la surface libre est perturbée en aval, et calme en amont.

c) Régime S_c

Un autre régime d'écoulement est mis en évidence dans lequel deux ressauts hydraulique ondulés se forment l'un en amont et l'autre en aval de l'obstacle ce qui représente une transition supercritique/souscritique en amont et souscritique /supercritique en aval de l'obstacle respectivement.

d) Régime S_d

Ce régime est caractérisé par un ressaut hydraulique en amont loin de l'obstacle avec un fort taux de bulles et une transition souscritique/supercritique. En aval de l'obstacle, des ondes de faibles amplitudes sont mises en évidence.

e) Régime S_e

Dans ce régime un train de ressauts hydrauliques se forme en amont et en aval de l'obstacle.

Le modèle asymptotique de Saint-Venant linéaire monodimensionnel possède deux types de solutions figure (1.8). Pour $F_0 < 1$, l'écoulement est partout souscritique et une dépression dans la surface libre se forme à la verticale de l'obstacle.

Pour $F_0 > 1$, l'écoulement est partout supercritique et une surélévation de la surface libre est observée à la verticale de l'obstacle [17].

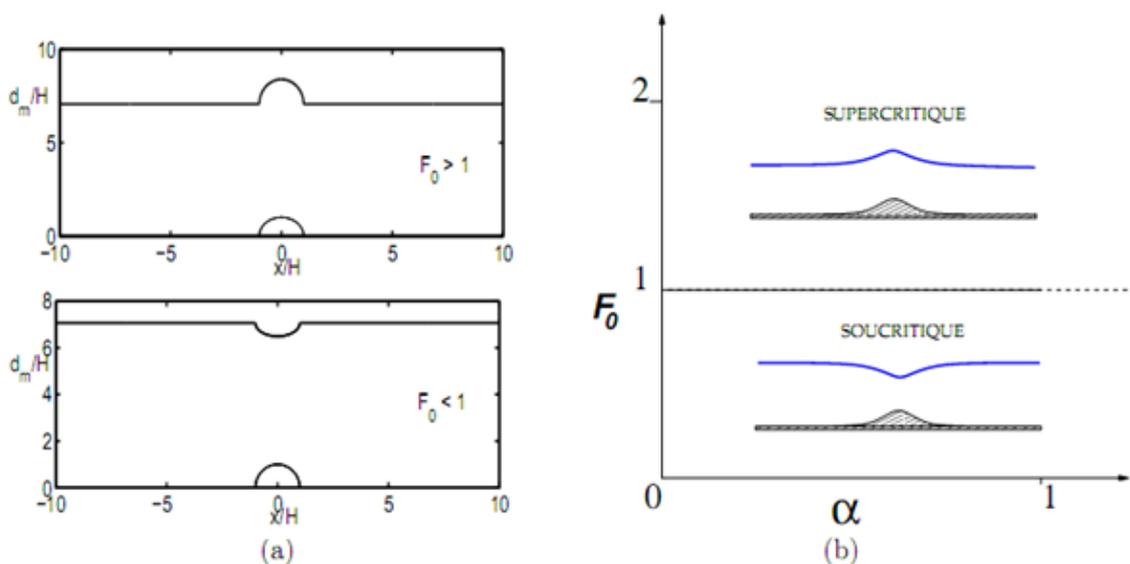


Figure (1.8) : Solutions du système de Saint-Venant linéaire: (a), solutions aux temps longs;(b), plan des paramètres $\{ F_0 , \alpha \}$, [17]

Des études réalisées pour trouver des solutions déterminant la surface libre en présence d'un obstacle, en se basant sur des simulations numériques, le traçage de la surface libre pour un écoulement ayant un grand nombre de Froude au-dessus d'un obstacle de forme polygone a été réalisé [12], mais il est limité par des conditions d'application de ces modèles, par exemple ; la déformation de la surface libre ne soit pas longue. Hanna [11], dans une étude basée sur la simulation numérique étudie la variation de la déformation de la surface libre d'un écoulement supercritique en fonction des différents paramètres figure (1.9).

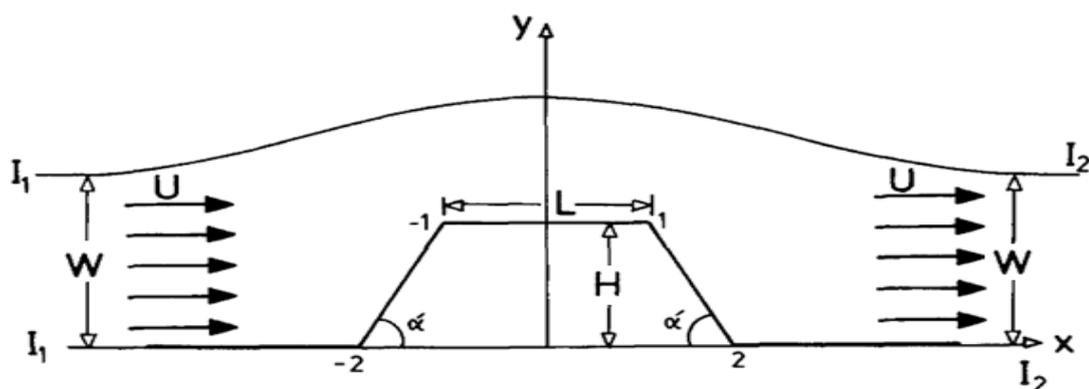
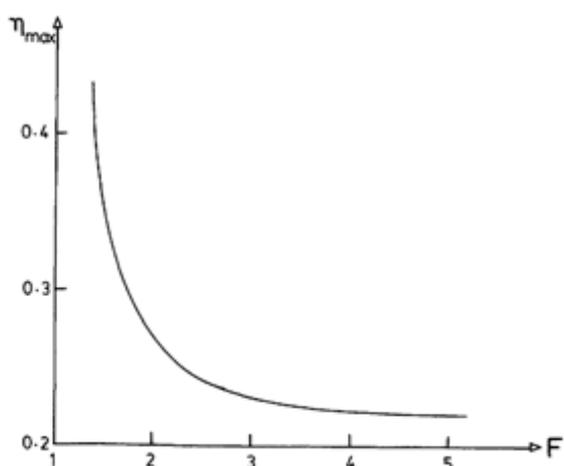
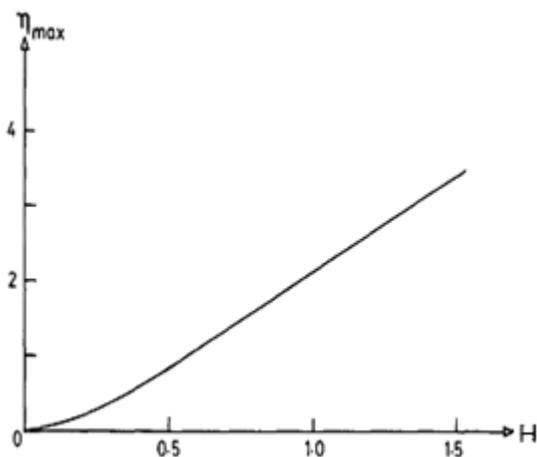


Figure (1.9) : Schématisation d'un écoulement à surface libre en présence d'un obstacle trapézoïdal avec $W=1=$ constant. [11]

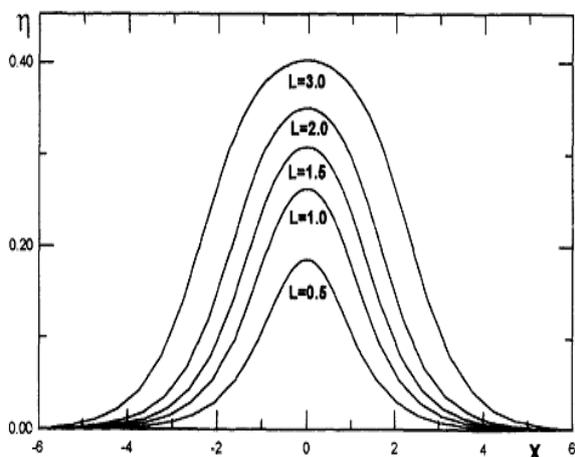
Les solutions de cette étude considèrent que l'écoulement est symétrique en aval et en amont de l'obstacle. La variation de la surélévation η qui représente la différence entre l'état initial de la surface libre (écoulement non perturbé) et la cote de cette dernière au-dessus de l'obstacle est mis en évidence dans la figure (1.10).



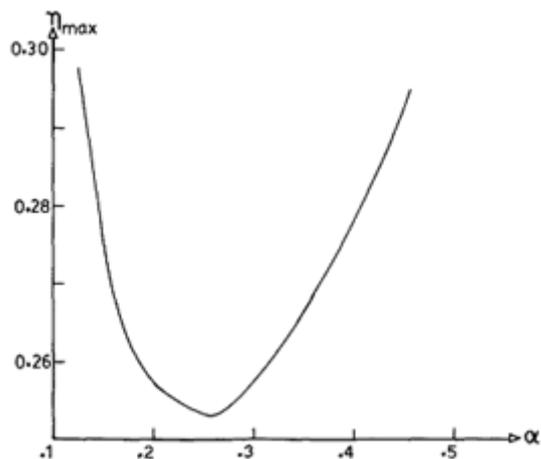
a) Variation de η_{max} en fonction du Fr pour $H = 0.2, L = 1, \alpha = 60^\circ$



b) Variation de η_{max} en fonction de H pour $F_0 = 2, L = 1, \alpha = 60^\circ$



c) Variation de η en fonction de L pour $H = 0.2, F_0 = 2, \alpha = 60^\circ$



d) Variation de η_{max} en fonction de α pour $H = 0.2, F_0 = 2, L = 1$ avec $\alpha = \frac{\alpha'}{\pi}$

Figure (1.10) : Variation de η en fonction de a) ; Nombre de Froude F_0 , b) Hauteur d'obstacle H, c) Longueur de crête L et Angle de la base du trapèze. [11]

La figure (1.10,a) montre que η est inversement proportionnel au nombre de Froude supérieur à 1.39, les graphes b et c montrent que η est plus importante lorsque la hauteur H et la longueur de la crête du trapèze L sont plus grandes, l'auteur a montré l'existence d'un angle critique à laquelle, la surélévation η change de comportement figure (1.10.d)

L'étude des écoulements à surface libre n'intéresse pas que la détermination de la déformation de la surface libre, mais comprendre le comportement d'écoulement local au voisinage des obstacles ainsi l'effet de la surface libre sur ce dernier était le but majeur de beaucoup de travaux.

2- Distribution de vitesse dans les canaux à ciel ouvert

2-1 Effet de la surface libre sur le profil de vitesse

Les écoulements à surface libre possèdent des caractéristiques qui contraignent le champ de vitesse. Les travaux de Tominaga mettent en évidence expérimentalement les courants secondaires, figure (1.11), présents dans des conduites partiellement remplies. Les courants transversaux induits représentent alors un frein pour la partie supérieure de l'écoulement. Ceci implique que la vitesse maximale de l'écoulement n'est pas rencontrée en surface mais en profondeur: cette disposition est appelée le dip-phenomenon [18].

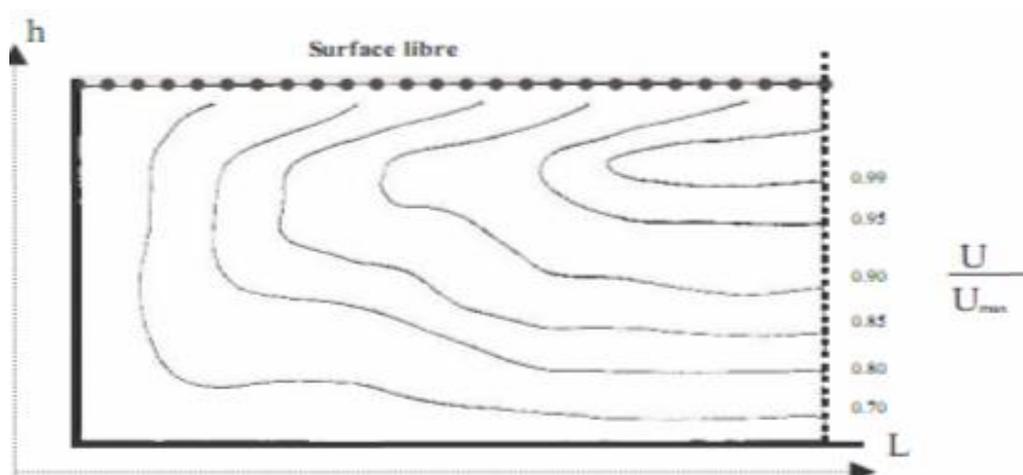


Figure (1.11) : Dip-phenomenon en écoulement à surface libre dans une section transversale [18].

2-2 Influence de la paroi sur le profil de vitesse vertical

Dans un écoulement turbulent, l'état des parois lisse ou rugueux, avec ou sans gradient de pression représente les principaux caractères qui conditionnent le profil de vitesse.

a) Structure de la couche limite turbulente sans gradient de pression

D'une manière générale, une couche limite turbulente sur plaque plane et sans gradient de pression peut se décomposer en deux régions.

La région externe est essentiellement contrôlée par la turbulence et les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables. Cette zone constitue le lien avec *l'écoulement extérieur* à la couche limite. La région interne subit simultanément l'influence de la paroi via la viscosité moléculaire et l'agitation turbulente. Trois zones sont généralement distinguées dans cette région:

✓ **La sous-couche visqueuse :** est la région de l'écoulement au contact de la paroi. Les effets turbulents y sont négligeables par rapport à ceux liés à la viscosité moléculaire. Le profil de vitesse longitudinale moyenne dans cette zone est souvent modélisé via la relation:

$$\bar{u}^+ = y^+ \quad \text{avec} \quad \bar{u}^+ = \frac{\bar{u}}{u_*}, y^+ = \frac{y}{y^*} \quad \text{et} \quad y^* = \frac{\nu}{u_*}$$

\bar{U} Désigne la composante longitudinale de la vitesse moyenne, y est la distance normale à la paroi et ν la viscosité cinématique du fluide. La vitesse de frottement pariétal est définie $u_* = \sqrt{\tau_p/\rho}$ avec τ_p le frottement pariétal définie par $\tau_p = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$, ρ est la masse volumique du fluide. Cette loi est considérée comme valide pour $y^+ \leq 5$.

✓ **La couche inertielle ou région logarithmique :** constitue la zone la plus externe de la région interne. L'écoulement reste fortement conditionné par la paroi, mais les effets visqueux sont peu significatifs devant le frottement turbulent. Le profil de vitesse longitudinale s'exprime généralement comme suit :

$$\bar{U}^+ = \frac{1}{K} \log(y^+) + c$$

Où K et C sont des constantes à déterminer. La région de validité de cette loi s'étend entre $40 \leq y^+ \leq 300$ [20]

✓ **La zone intermédiaire ou tampon** : est soumise à des effets visqueux et turbulents d'égale importance. Cette région localisée entre $5 \leq y^+ \leq 40$ correspond aux limites des domaines de validité des lois linéaire et logarithmique. Par ailleurs, l'agitation turbulente devient importante dans cette zone.

Une représentation des profils de vitesses associés à ces différentes lois est proposée sur la figure (1.12), où plusieurs profils expérimentaux ont également été reportés.

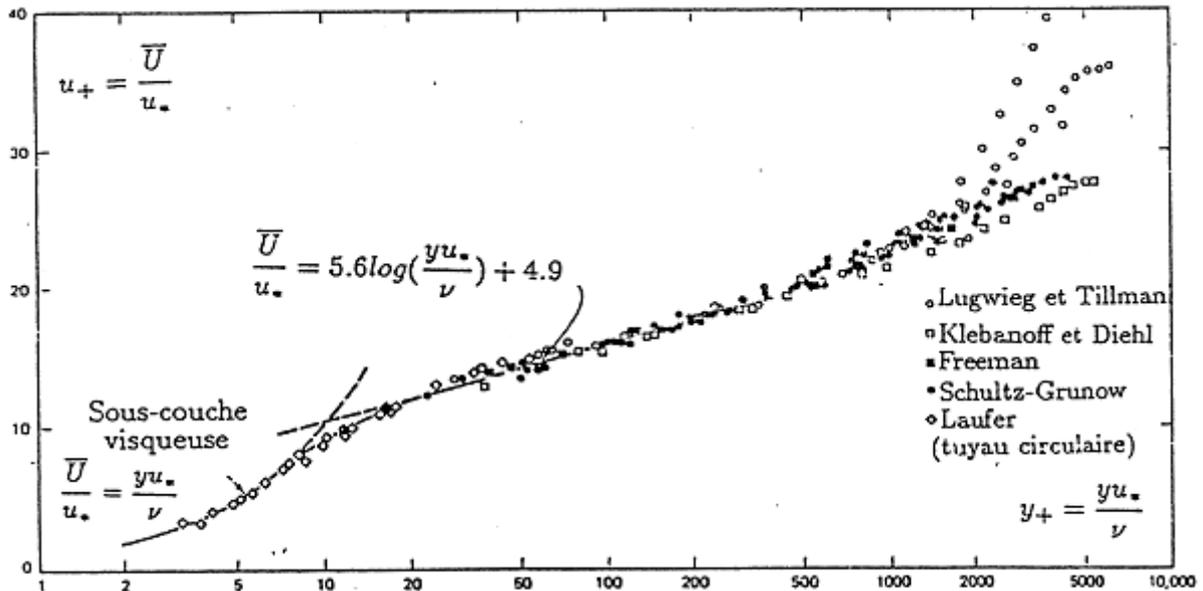


Figure (1.12) : Profil de vitesse longitudinale moyenne dans une couche limite turbulente sur plaque plane sans gradient de pression [19].

b) Couches limites en présence d'un gradient de pression extérieur

La configuration de l'écoulement (par exemple la courbure de la paroi solide) peut imposer un gradient de vitesse $\partial U / \partial x$ non nul à l'extérieur de la couche limite. L'application de la loi de Bernoulli nous indique que la pression varie également dans la direction de l'écoulement moyen. Pour un fluide incompressible, nous pouvons

obtenir la composante de vitesse verticale v en fonction du gradient de vitesse longitudinal:

$$v(y) = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy \quad 1.3$$

Si $\partial u / \partial x$ est positif (le fluide accélère le long de la paroi), l'équation (1.3) indique que la composante verticale de vitesse sera négative. Pour satisfaire la condition d'incompressibilité, le fluide est ramené vers la paroi. L'accélération de l'écoulement hors de la couche limite contribue donc à amincir la couche limite. En revanche, s'il y a décélération de l'écoulement hors de la couche limite, l'équation (1.4) nous montre que v est positif, le fluide est emporté de la paroi vers l'écoulement extérieur. Cet effet se rajoute à l'épaississement de la couche limite provoqué par la diffusion de la quantité de mouvement due à la viscosité. A l'extérieur de la couche limite, le gradient de pression est:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho u \frac{\partial u}{\partial x} \quad 1.4$$

La composante de vitesse v étant très petite, la pression à l'intérieur de la couche limite est très peu différente de la pression externe. Ainsi, la décélération de l'écoulement externe conduit à l'existence d'un gradient de pression adverse, qui s'oppose à l'écoulement dans la couche limite. Si ce gradient de pression est suffisamment fort, il peut renverser l'écoulement et provoquer le décollement de la couche limite.

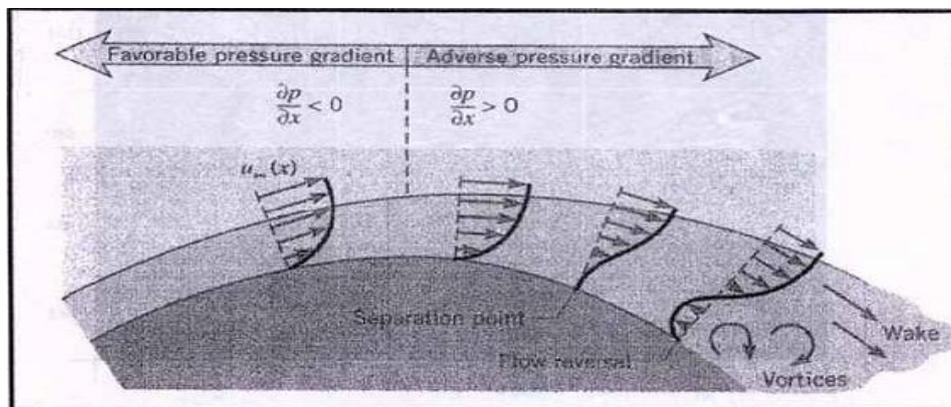


Figure (1.13): Effet du gradient de pression sur une couche limite [20].

3- Sillage des corps non profilés :

Sur un corps non profilé (un cylindre ou un carré, par exemple), la couche limite se développe à partir du point de stagnation (d'arrêt) situé sur la face amont du corps. Sur la partie arrière du corps, la forme du solide impose une divergence rapide des lignes de courant, donc un ralentissement rapide de l'écoulement moyen. Ce ralentissement est naturellement la source d'un décollement avancé de la couche limite, figure (1.14).

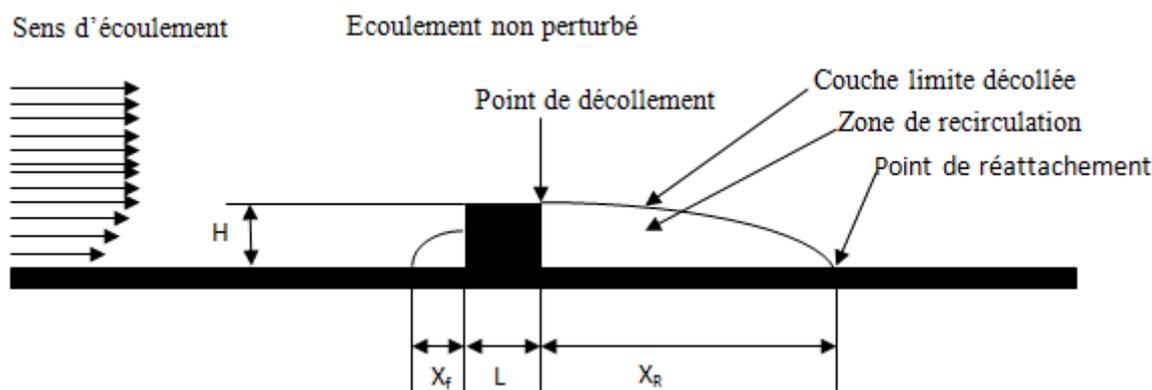


Figure (1.14): Structure d'un écoulement au-dessus d'un obstacle.

La conséquence directe de ce décollement est la présence d'un sillage très large et une force de traînée importante sur le corps. Afin de comparer l'influence de la forme de différents corps sur la force de traînée F_T , on définit un coefficient de traînée C_D (D : Drag en anglais), tel que:

$$F_T = \frac{1}{2} \rho U^2 S C_D$$

Où S est la surface frontale du corps et $1/2 \rho U^2$ est la pression dynamique qui, dans un écoulement à grand nombre de Reynolds, donne un ordre de grandeur de la surpression régnant sur la face amont du corps. [21]

Le coefficient de traînée est, en général, fonction du nombre de Reynolds. Toutefois, si les caractéristiques générales de l'écoulement varient peu, le coefficient de traînée reste presque constant. Ainsi, pour un cylindre, C_D varie de 1.4 à 1.2 lorsque

Re varie de 10^2 à 10^5 (avec un minimum à 0,9 pour Re de l'ordre de 1000) ,figure (1.15) .

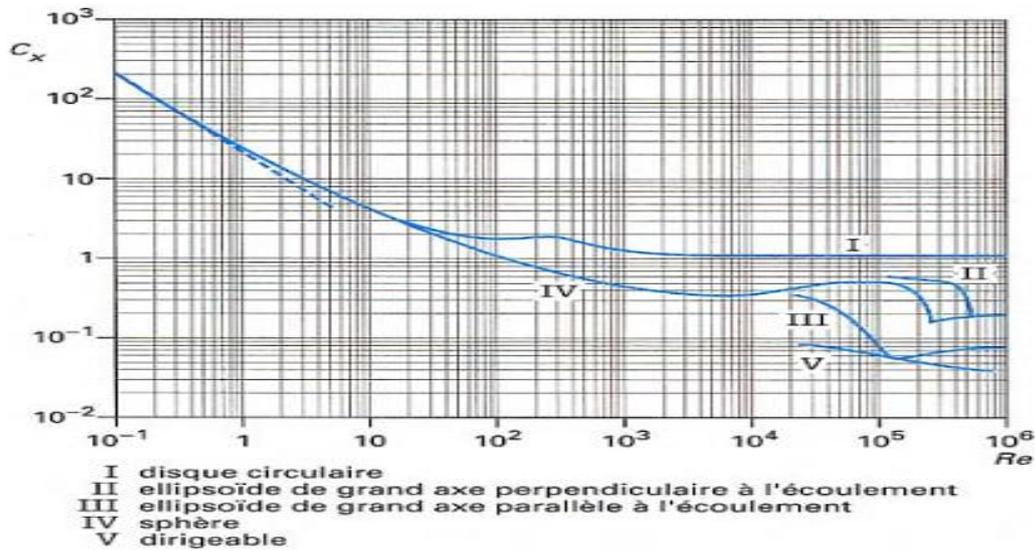


Figure (1.15) : Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour quelques obstacles de révolution [20].

De très nombreuses études expérimentales Rodolphe [22], Gabriel [20], Mudgal [23], et , Luca[24], Demuren[25], Wright[26], Rossi[27],..., ont mis en évidence les différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. Nous présentons les principaux régimes apparaissant en fonction du nombre Reynolds

➤ *Écoulement rampant* $Re < 5$, l'écoulement est dit rampant. Les forces de viscosité étant prépondérantes, le fluide reste attaché à l'obstacle et il n'y a pas de décollement. L'écoulement est symétrique par rapport à l'axe central du courant (axe longitudinal) et également entre l'amont et l'aval ,figure (1.16)

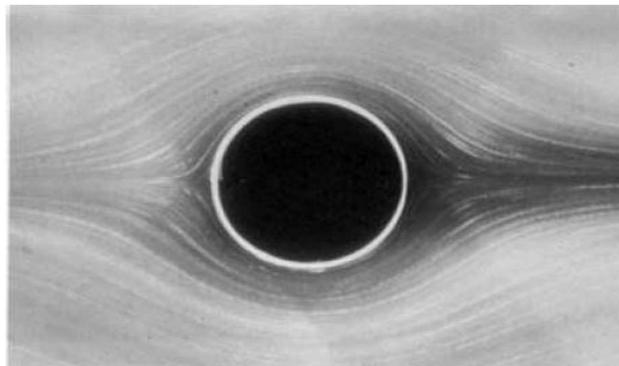


Figure (1.16) : Écoulement rampant autour d'un cylindre $Re = 0.16$. [28]

➤ *Régime stationnaire décollé*

Pour $5 < Re < 48$ le poids des forces d'inertie augmente et la viscosité ne suffit plus pour retenir l'écoulement dans la région aval du cylindre : un décollement de la couche limite apparaît dans cette région. Plus précisément, il se forme. En aval de l'obstacle deux zones de recirculation contra-rotatives symétriques comme le montre la figure (1.17).

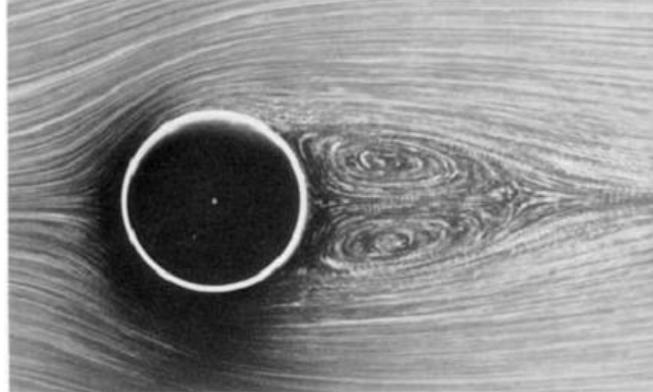


Figure (1.17) : Écoulement stationnaire décollé à $Re = 26$ [28].

Le point de décollement de la couche limite laminaire se déplace vers l'amont de l'obstacle lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'écoulement est stable, stationnaire et reste symétrique par rapport à l'axe longitudinal. Le point de rattachement défini comme le lieu d'annulation de la vitesse longitudinale sur l'axe longitudinal s'éloigne du cylindre vers l'aval quand Re augmente.

➤ *Régime laminaire instationnaire 2D*

Pour $48 \leq Re \leq 180$, l'écoulement devient instationnaire. Les différentes perturbations possibles ne peuvent plus être amorties et une instabilité se déclenche. Les deux tourbillons perdent leur symétrie par rapport à l'axe longitudinal, se détachent du cylindre alternativement pour former l'allée tourbillonnaire de Von Karmàn, figure (1.18). Cette fréquence adimensionnée par la vitesse de l'écoulement incident et le diamètre du cylindre définit le nombre de Strouhal:

$$St = \frac{f_s \cdot D}{U}$$

Dans ce régime, cette fréquence adimensionnée augmente avec le nombre de Reynolds.

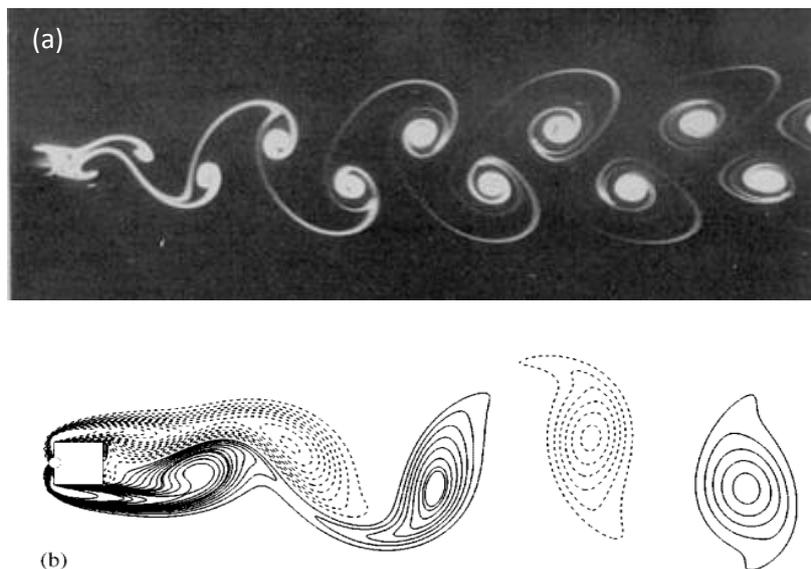


Figure (1.18): Allée de Von Karman, a) obstacle cylindrique $Re = 105$ [22], b) obstacle cubique $Re = 100$ [29].

➤ *Régime laminaire instationnaire tridimensionnel*

Pour $180 < Re < 300$, on observe la tridimensionnalisation de l'écoulement des rouleaux de Von Karman. Par étirement des filaments tourbillonnaires de la vorticité longitudinale apparaît et le sillage subit une transition vers l'état turbulent. Le champ moyen reste bidimensionnel, mais présente des structures plus fines et une allure instantanée chaotique.

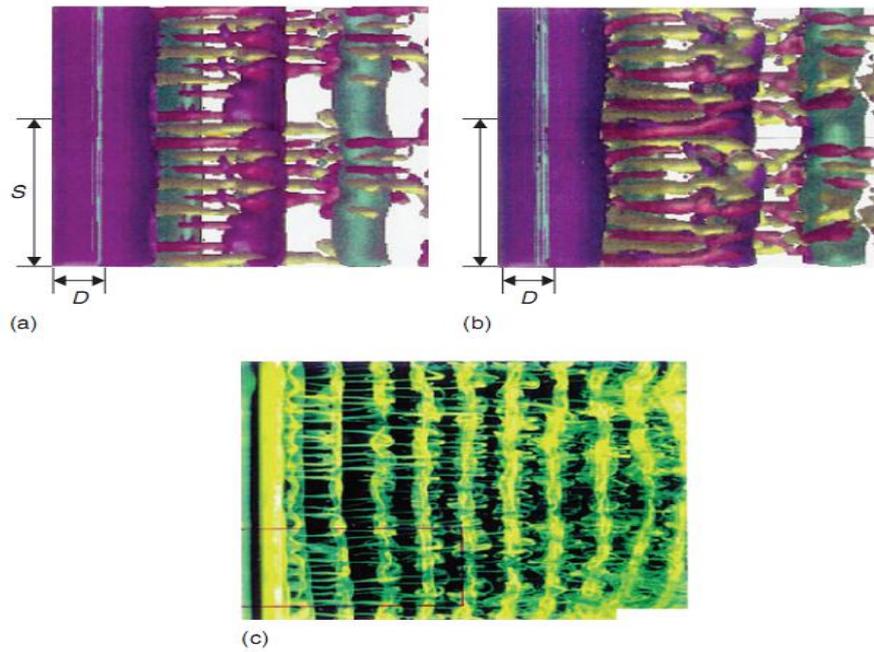


Figure (1.19): Écoulement autour d'un cylindre a) $Re = 270$, b) $Re = 300$ résultats expérimentales .c) simulation numérique [30].

➤ *Le régime subcritique*

Pour $300 < Re < 2 \cdot 10^5$, l'écoulement devient turbulent dans le sillage mais la couche limite en amont du point de décollement reste laminaire. A partir de $Re = 1000$. De petits tourbillons secondaires se développent de part et d'autre de l'allée tourbillonnaire suite à l'amplification de l'instabilité locale de Kelvin-Helmholtz dans les zones de cisaillement autour d'obstacle. Lorsque le nombre de Reynolds augmente $Re \approx 2600$, cette instabilité est plus prononcée et couvre une région importante de la zone de mélange. Les tourbillons associés à ce phénomène de plus haute fréquence que l'échappement tourbillonnaire dû à l'instabilité de Von Kàrmàn. Figure (1.20).

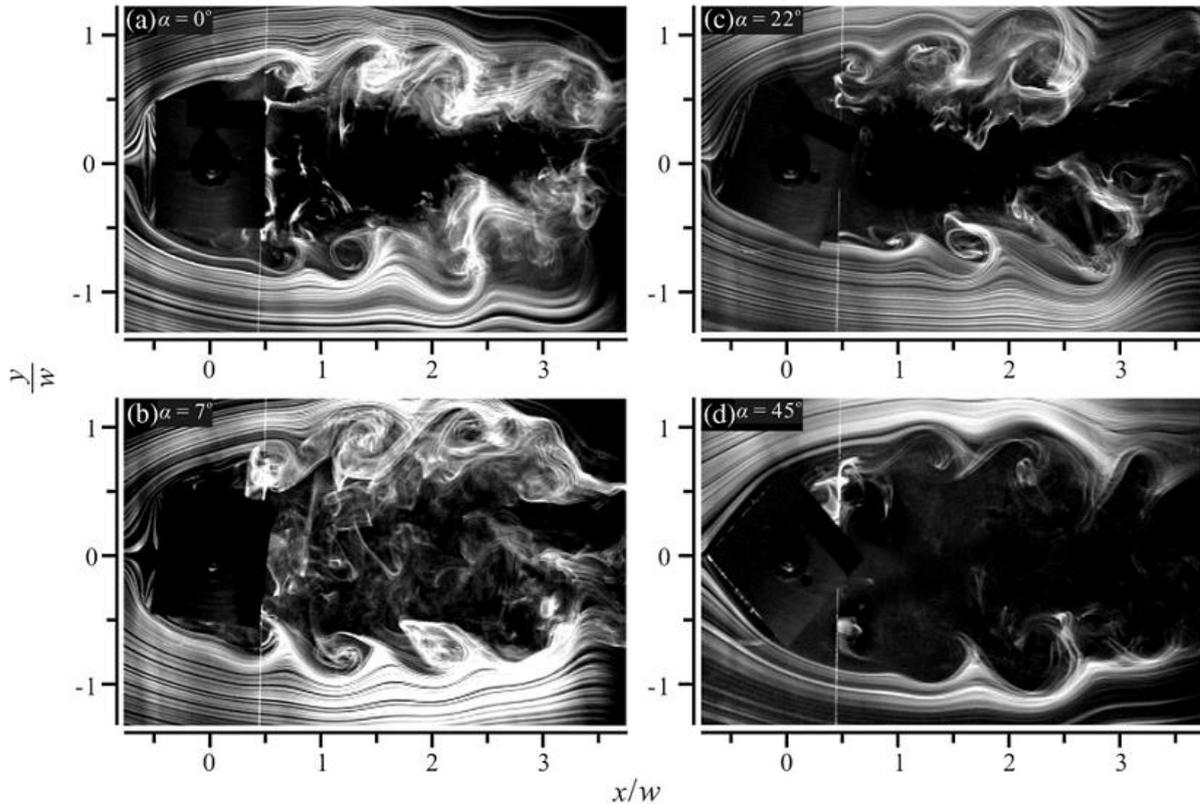


Figure (1.20) : Écoulement autour d'un cube ($Re = 20\,000$) avec de différents angles d'incidence a) $\alpha = 0^\circ$, b) $\alpha = 7^\circ$, c) $\alpha = 22^\circ$, d) $\alpha = 45^\circ$ [31].

Lorsque le point de transition rejoint le point de décollement $Re = 2 \times 10^6$ l'écoulement atteint le régime critique. Au-delà, le régime dit super-critique correspond au cas où l'ensemble de la couche limite est turbulente. Le fait que la couche limite devienne turbulente en amont du point de décollement conduit à un déplacement de ce point vers l'aval.

4- Techniques d'identification de la zone de sillage :

L'apport de cette partie du chapitre consiste à présenter quelques études pour déterminer la zone de recirculation d'un écoulement turbulent au-dessus d'un obstacle. Pour ce but, plusieurs études expérimentales ont été établies, un travail expérimental [32] s'intéresse à l'influence de la couche limite laminaire δ et le nombre de Reynolds Re sur la longueur de réattachement X_R au-dessus d'une marche ascendante dans un canal à ciel ouvert, figure (1.21).

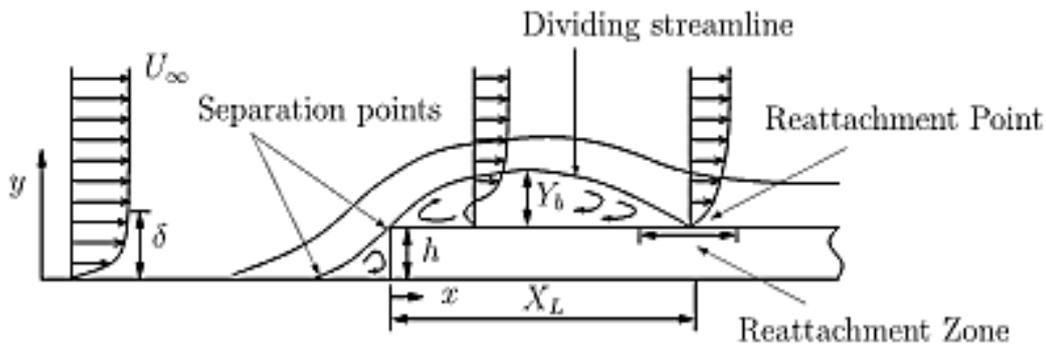


Figure (1.21) : Ecoulement au-dessus d’une marche ascendante [32].

L’auteur a mis en jeu trois valeurs de δ pour différents nombres de Reynolds. Ce travail a montré une variation rapide de la zone de décollement lorsque $Re_{obs} < 8500$ et faible pour $Re_{obs} > 8500$, figure (1.22).

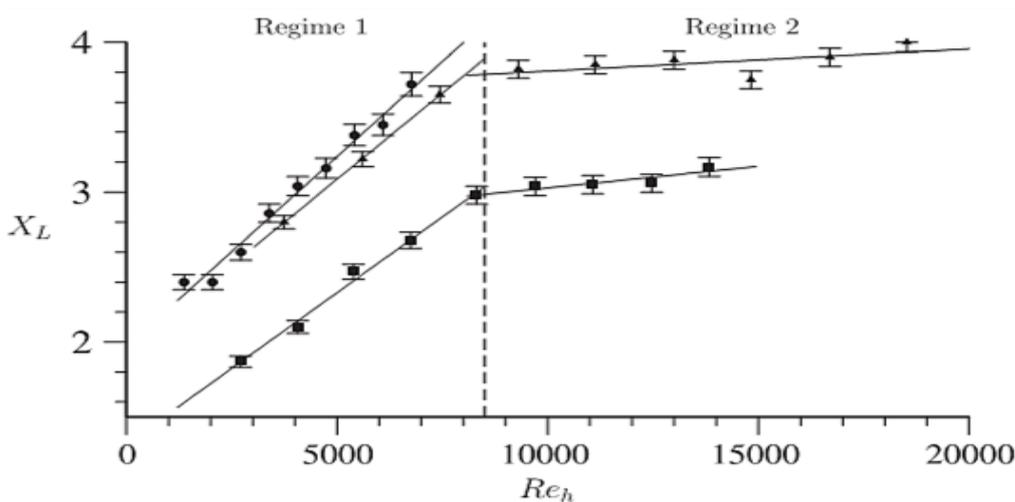


Figure (1.22) : Variation de X_R en fonction de Re pour $0.83 < \frac{\delta}{H} < 2.5$: $\frac{\delta}{H} = 2.5$ (●),

$$\frac{\delta}{H} = 1.25$$
 (■), $\frac{\delta}{H} = 0.83$ (▲) .[32]

Ce type d’étude est intéressant pour modéliser l’interaction des structures se trouvant dans la couche limite atmosphérique figure (1.23),[33-34].

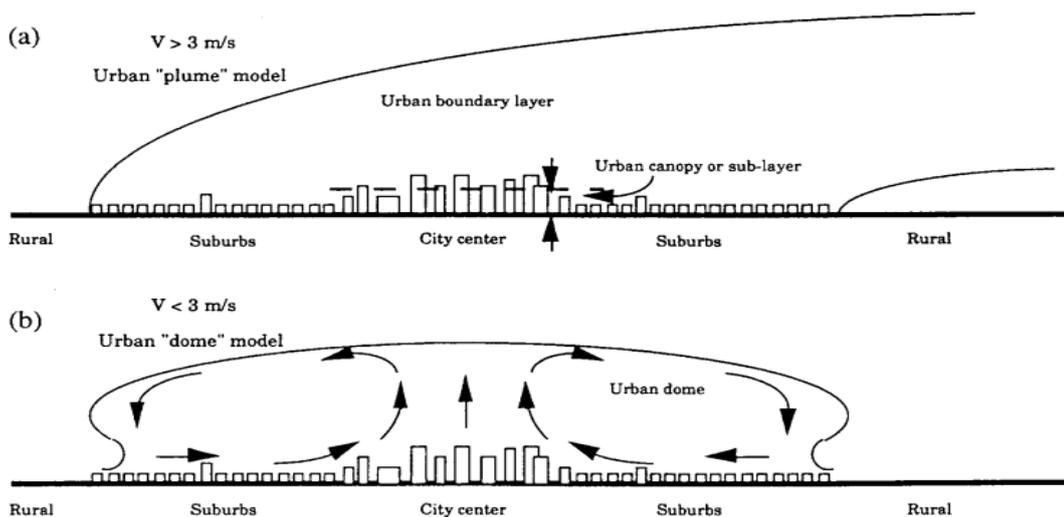


Figure (1.23) : Structure de la couche limite urbaine [33].

Dans une autre étude expérimentale et bidimensionnelle [35], étudient la longueur de réattachement X_R/S en fonction du rapport de blocage α , ce basant sur trois valeurs de α (0.25, 0.5, 0.75) et $50 < Re < 2000$, figure (1.24).

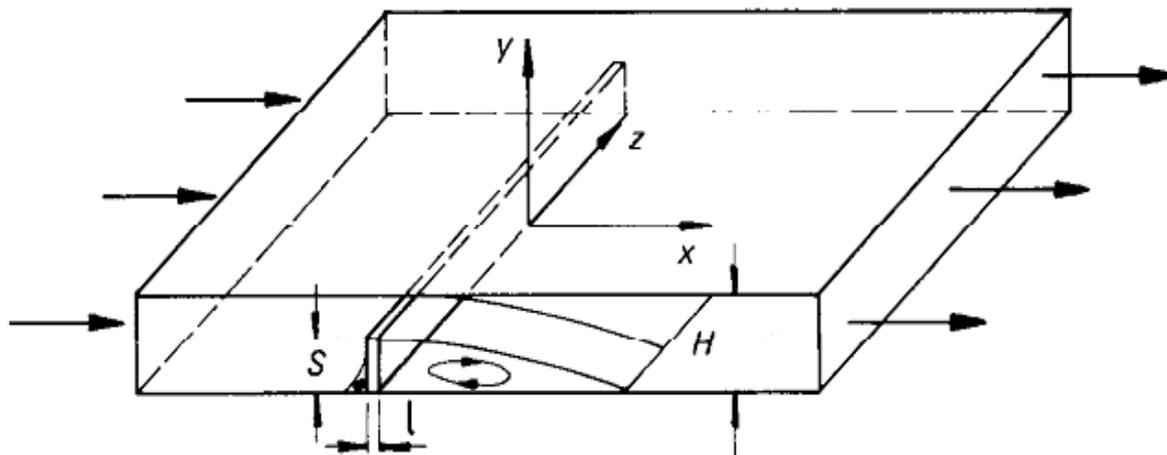


Figure (1.24) : Représentation schématique de l'écoulement au-dessus d'un rectangle [35].

Carvalho et al [35], ont montrée l'apparition de trois régimes, $Re < 85$, $85 < Re < 590$ et $590 < Re < 1500$ où les quelles, X_R varie de manière défirente, les principaux résultats sont présentées dans la figure (1.25).

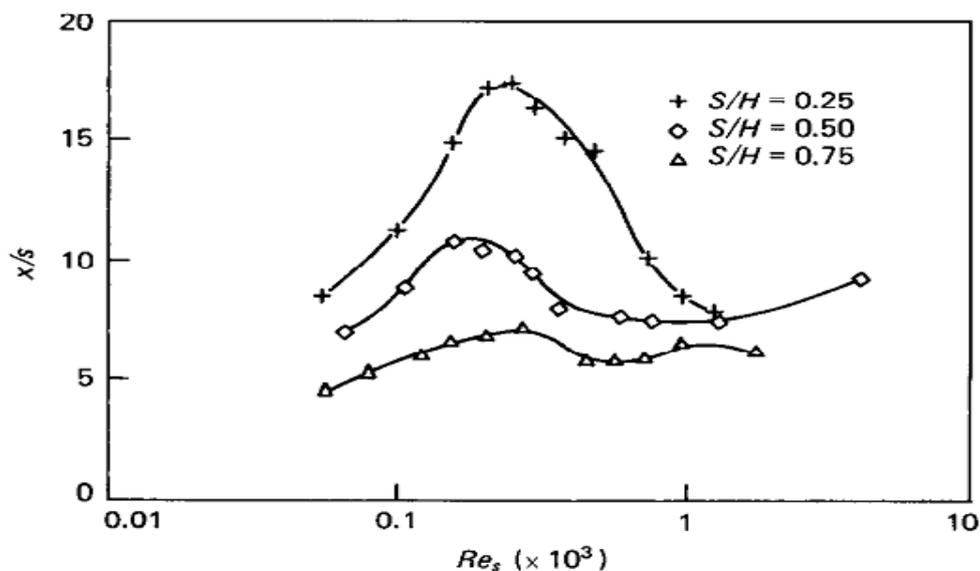


Figure (1.25): Variation de X_R en fonction de Re_{obs} [35].

L'influence de la forme de l'obstacle sur les dimensions de la longueur de réattachement X_R/H créée en aval est étudiée par Bravo et al [36] où ils ont comparé la longueur de réattachement X_R/H de deux types d'obstacles le premier de forme rectangulaire et le deuxième rectangulaire avec arrondissement. Cette étude a montré que la présence de l'arrondissement diminue la longueur de réattachement X_R/H .

L'écoulement tridimensionnel au-dessus d'un obstacle, a été notamment étudié. Quand le fluide atteint l'obstacle, un tourbillon en forme de fer à cheval s'entoure autour de lui à proximité du sol et se prolonge en aval. Le sillage est caractérisé par une turbulence accrue et des vitesses horizontales plus faibles que dans la zone non perturbée. L'écoulement revient vers l'obstacle pour s'écraser contre la face sous le fluide. On peut noter ou non la présence d'un recollement sur la partie supérieure de l'obstacle, et ceci en fonction de sa longueur et du niveau de turbulence, figure (1.26).

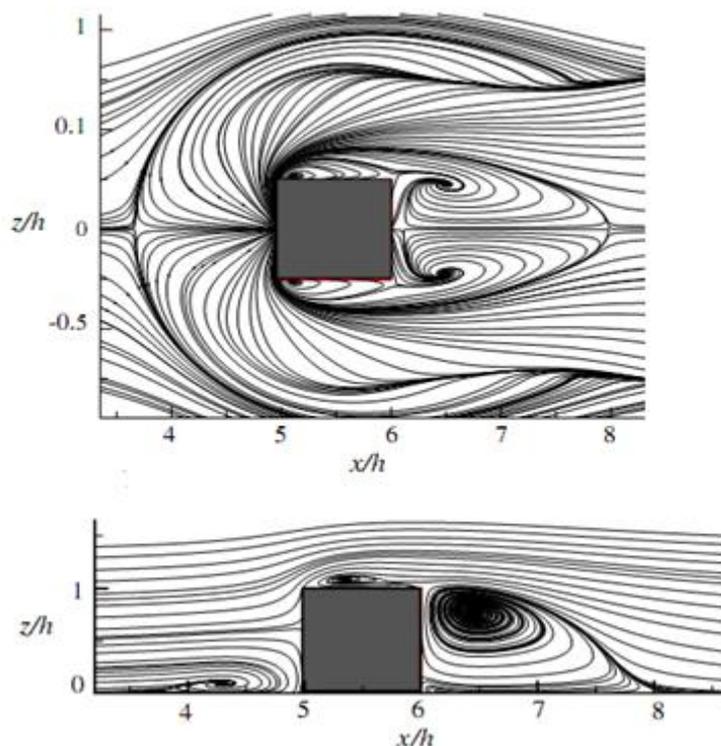


Figure (1.26) :Écoulement en forme de fer à cheval autour d'un obstacle cubique [37]

Une étude expérimentale [38], s'intéresse à déterminer la longueur X_R/H dans le cas d'un écoulement tridimensionnel autour d'un rectangle pour un nombre de Reynolds $20000 < R_e < 70000$, et cela en utilisant la technique de visualisation LDA (laser Doppler anemometry) figure (1.27).

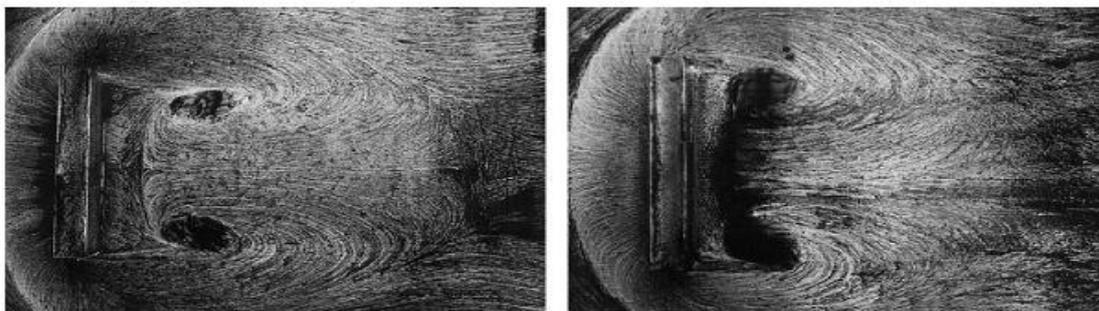


Figure (1.27): Visualisation des lignes de courants avec la technique de mesure LDA[38].

Deux paramètres ont été étudiés, le premier est l'angle d'incidence du jet α pour tracer la topologie d'écoulement local figure (1.28) et le deuxième paramètre ;le rapport entre la longueur B et la hauteur H avec $\lambda = \frac{B}{H}$ pour déterminer la longueur de la recirculation nommé dans sans travail par l/H ,figure (1.29).

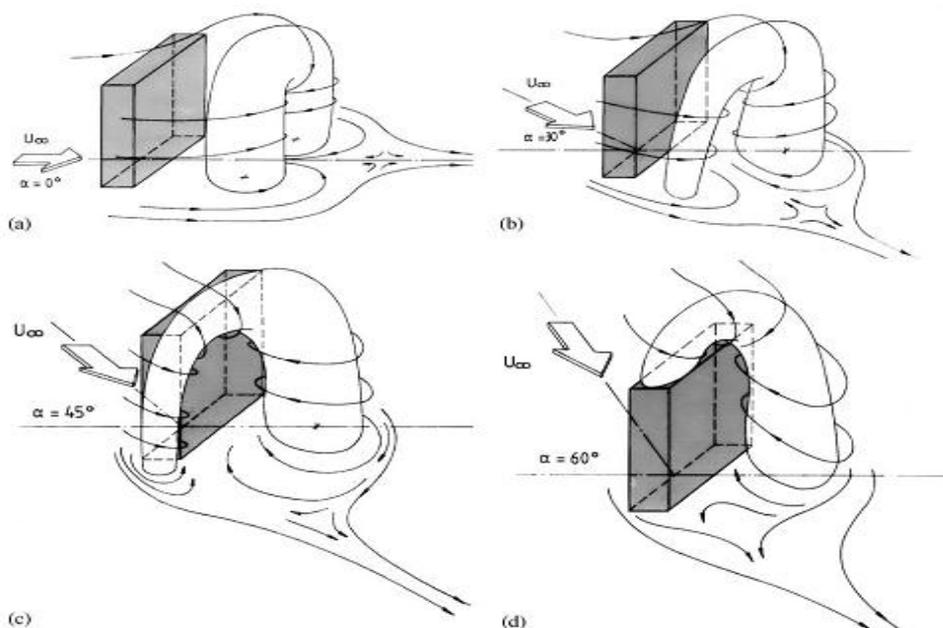


Figure (1.28) : Variation de la topologie d'écoulement en fonction d'angle d'incidence. a) $\alpha = 0^\circ$, b) $\alpha = 30^\circ$, c) $\alpha = 45^\circ$, d) $\alpha = 60^\circ$ [38].

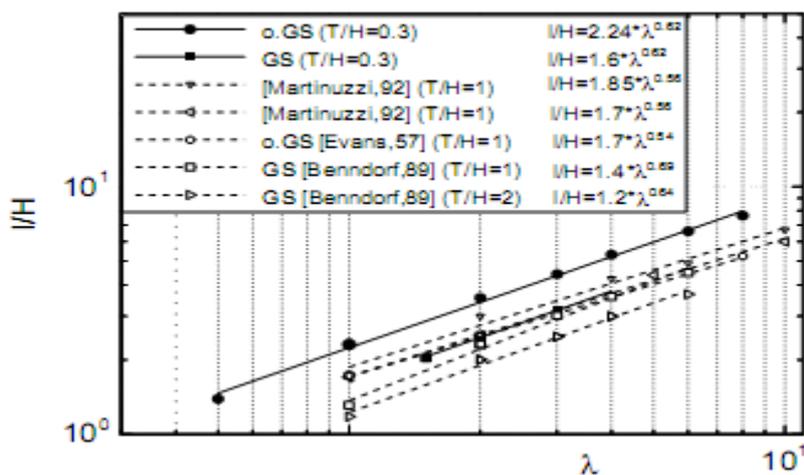


Figure (1.29) : Variation de la longueur de recirculation en fonction de λ [38].

L'auteur a montré que le rapport entre λ et la longueur adimensionnelle l/H et sous la forme de $l/H = k_1 \lambda^{k_2}$ avec k_1 et k_2 sont des constants.

D'autres auteurs tels que KAMIL et al [6] s'intéressent à étudier l'influence de la longueur de réattachement sur le développement d'affouillement. Rodi et al [39] ont étudié l'influence de XR/H sur le transfert thermique.

Dans le cas d'un écoulement dérangé par la présence de deux obstacles montre l'existence de trois régimes fonction de la dimension des obstacles et de la distance les séparant figure (1.30 et 1.31). Si les obstacles sont bien espacés les uns des autres, l'écoulement s'apparente à une succession de structures identiques autour d'obstacles isolés, figure (1.30, a). Lorsque l'écart diminue, les sillages sont perturbés. L'écoulement en aval d'un obstacle est renforcé par une déflexion au niveau de la face amont d'obstacle adjacent, figure(1.30,b). Lorsque le rapport W/H est encore plus faible, figure (1.30, c), l'écoulement se referme et une recirculation s'établit à l'identique d'un espacement à l'autre. L'écoulement est alors dit rasant [34].

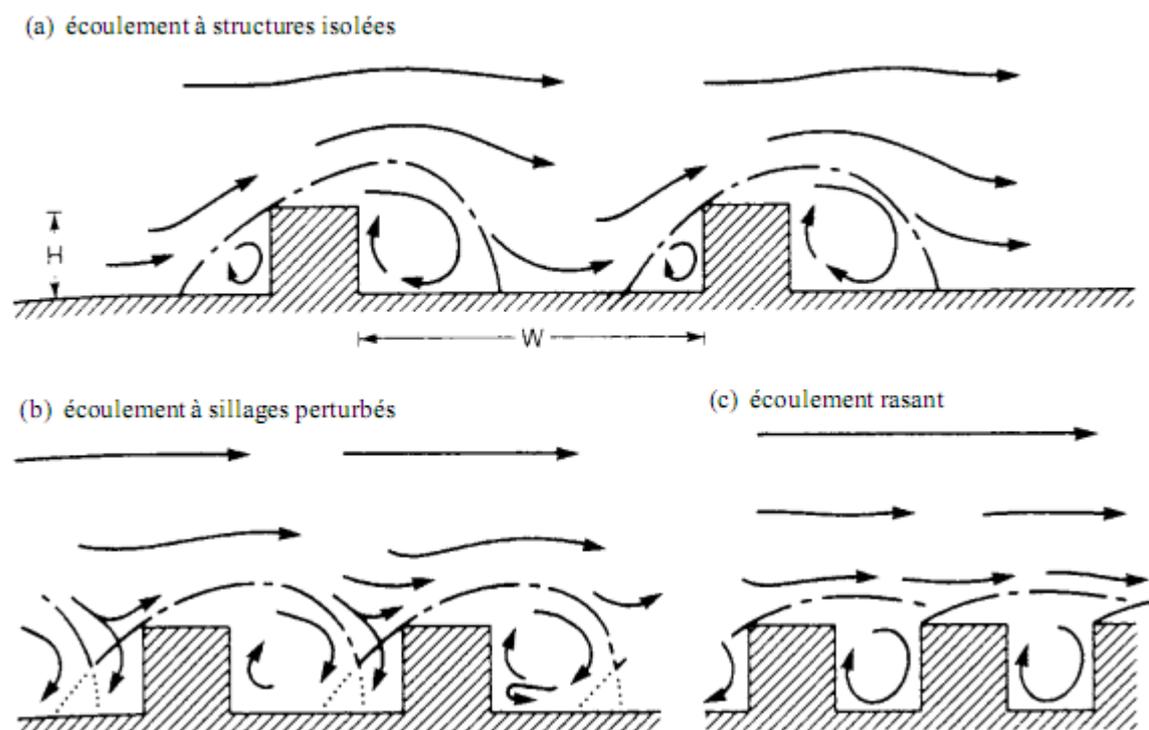


Figure (1.30): Structure des écoulements derrière une série d'obstacle [34].

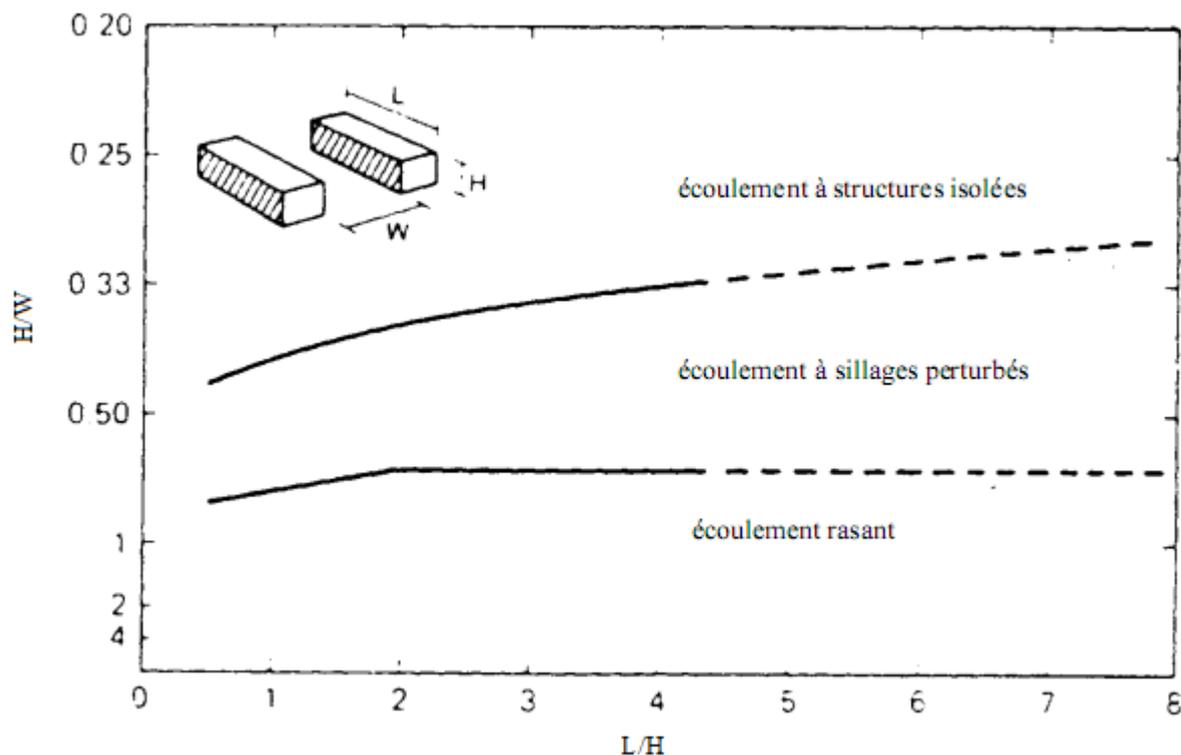


Figure (1.31): Influence de la géométrie sur les écoulements [34].

5- Effets de la surface libre sur la turbulence

L'effet de la surface libre est similaire à celui d'une paroi solide : la surface libre amorti le mouvement fluctuant vertical en amplifiant les contraintes turbulentes longitudinale et transversale au profit de la contrainte verticale. Cet effet de la surface libre apparu dans la zone située à $0.6 d_0$ est accentué dans le voisinage de la surface libre soit $0.9 d_0$ [40].

Notons que dans des écoulements proches du régime critique ($Fr > 0.7$), l'apparition des ondes de surface peut provoquer une amplification des fluctuations de vitesse et notamment des fluctuations verticales. L'effet de redistribution de la turbulence attribuée à la surface libre peut ainsi être atténué [19]. La diminution de l'intensité turbulente dans la zone de la surface est représentée sur la figure (1.32) où il est également tracé le profil correspondant obtenu en écoulement en charge.

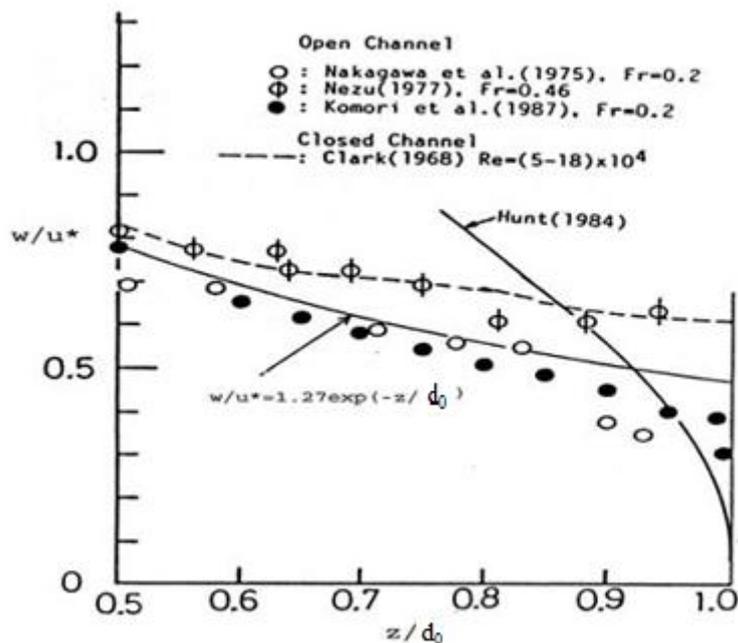


Figure (1.32) : Réduction de l'intensité turbulente verticale due à la surface libre [19].

La réduction de l'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie est la conséquence de leurs interactions avec la surface libre qui se traduit par une déformation de celle-ci accompagnée d'une augmentation locale de la pression hydrostatique. Il en résulte un éclatement des tourbillons énergétiques en tourbillons de tailles plus petites et dissipatifs. Ce mécanisme conduit à une augmentation du taux de dissipation et une diminution de l'énergie turbulente ce qui explique la diminution de la viscosité turbulente dans la zone de la surface libre figure (1.33).

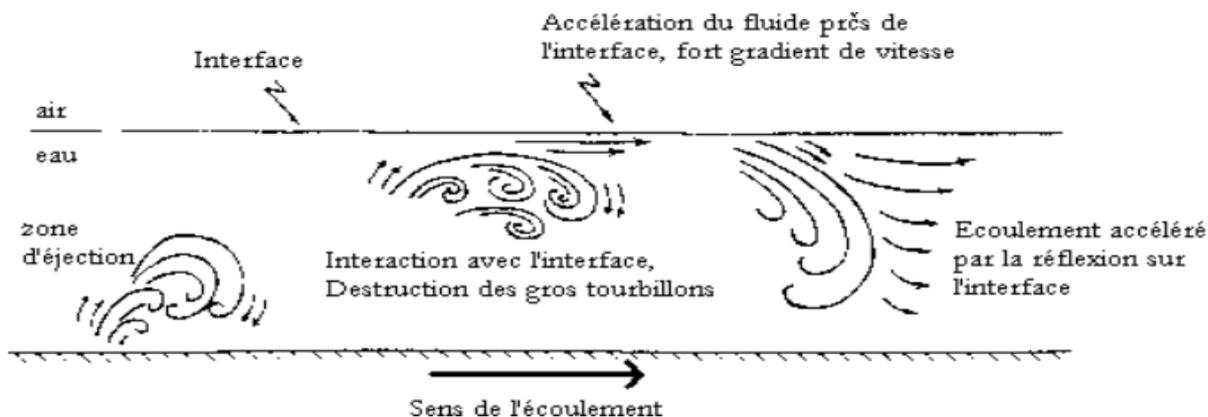


Figure (1.33) : Action de l'interface sur l'écoulement [40].

6- Effets de la paroi sur la turbulence

De nombreux travaux ont analysé la distribution des contraintes turbulentes dans la zone de paroi afin notamment de mettre en évidence les effets spécifiques de la rugosité.

La monographie présente une synthèse très complète de résultats expérimentaux sur la turbulence de paroi en écoulement lisse et rugueux [19]. La figure (1.34), présente un ensemble de résultats relatifs aux intensités turbulentes, u/u_* , v/u_* , w/u_* longitudinale, transversale et verticale en fonction de la coordonnée externe $\frac{z}{d_0} = \xi$ et pour différentes valeurs du nombre de rugosité K_s^+ .

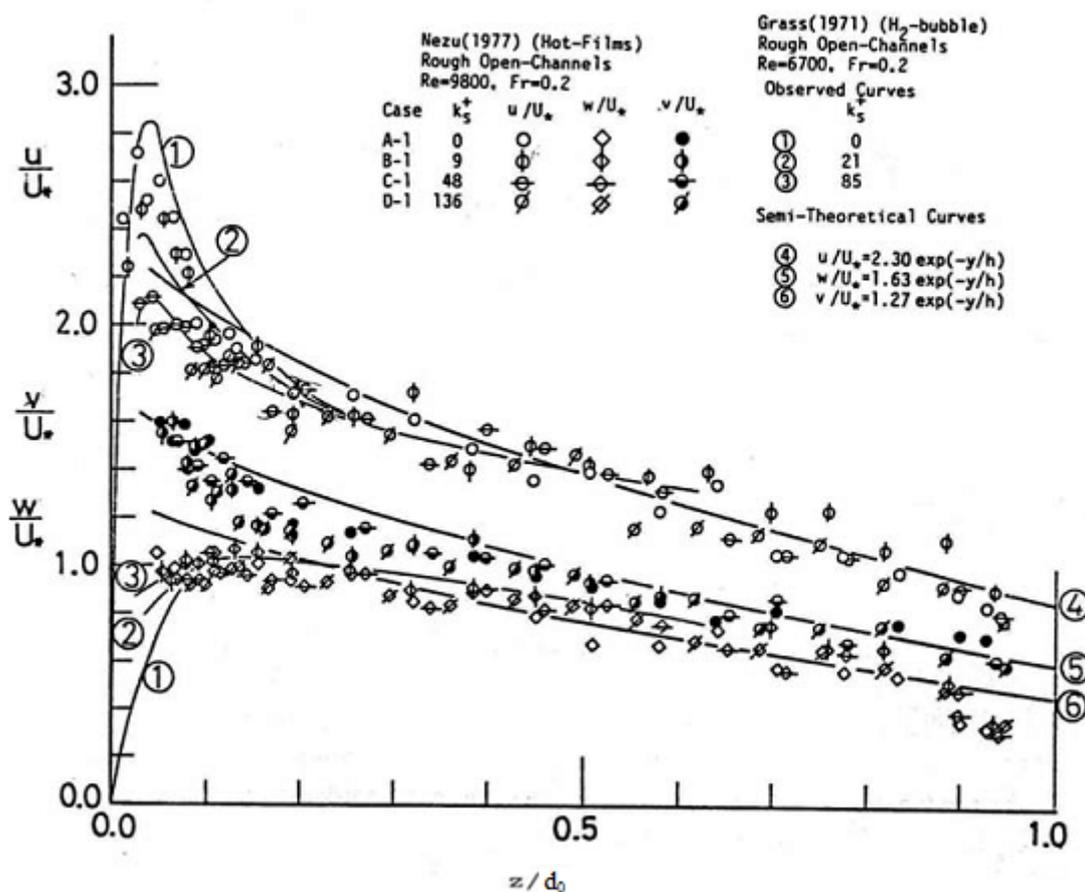


Figure (1.34): Distributions des intensités turbulentes en écoulement sur fond lisse et rugueux [19].

Des expériences réalisées en écoulement sur fond lisse avec plusieurs valeurs du nombre de Froude, ont montré que la distribution verticale de la fluctuation longitudinale est aussi sensible au nombre de Froude et les valeurs de u/u^* à $\xi = 0.1$ sont comprises entre 1.9 et 2.25 , la distribution de u/u^* dépend également du rapport K_s/d_0 : Plus ce rapport est faible, plus l'influence des rugosités diminue et u/u^* tend graduellement vers la distribution trouvée dans le cas lisse.

V- Conclusion

Cette analyse bibliographique avait le double objectif, d'indiquer, d'une part, un état de l'art sur quelques aspects caractéristiques sur la classification des écoulements à surface Libre en présence d'un obstacle et des problèmes que pose leur classification, et de justifier, d'autre part, les orientations de notre travail.

Les modélisations qui ont été consacrés à l'étude d'écoulements à surface libre en présence d'une variation de la bathymétrie montrent bien le rôle que joue cette variation dans l'échelle locale sur l'échelle intégrale.

Chapitre 02

Modélisation Des Ecoulements

A Surface Libre

I- Introduction

Dans les canaux à ciel ouvert, les écoulements sont presque toujours turbulents. Il est donc naturel, de s'intéresser à la turbulence et de son traitement par différentes méthodes afin de rendre compte des phénomènes au niveau physique.

Ce chapitre porte dans une première partie sur les équations de base de la mécanique des fluides qui régissent l'hydrodynamique des écoulements turbulents dans les canaux, et les différentes approches de résolution de ces équations. L'ensemble des théories, définitions et calculs présentés dans cette partie sont des résultats de bases bien connus dont l'importance nécessite néanmoins un bref rappel.

Dans la deuxième partie un rappel sur quelques techniques de simulations de la surface libre est noté. Les principaux rappels sont effectués de manière à présenter les orientations principales de notre étude.

II- Etude des écoulements turbulents

Les équations de Naviers-Stokes décrivent le comportement du fluide et sont à la base de toutes les considérations hydrodynamiques, qu'elles soient physiques ou numériques. Elles sont obtenues à partir de l'équation de continuité pour un fluide incompressible, de quantité de mouvement et de la définition du tenseur des contraintes.

Le comportement du fluide est décrit par :

$$\operatorname{div} \vec{U} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2.1$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{terme non linéaire}} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad 2.2$$

σ_{ij} : Est le tenseur des contraintes. Pour des fluides newtoniens, il est donné par (2.3):

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad 2.3$$

S_{ij} : Est la partie symétrique du tenseur du taux de déformation.

En combinant ces équations, on obtient l'équation (2.4) :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{terme non linéaire}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad 2.4$$

U_i et P sont des valeurs instantanées de vitesses et de pressions directement issues de la mesure. Elles comprennent un terme relatif à l'écoulement moyen et un autre représentant le champ fluctuant. Plusieurs méthodes permettent de les dissocier.

III- Méthodes de quantification de la turbulence

La technique de quantification de la partie turbulente de l'écoulement employée puisse varier, principalement en fonction du type d'écoulement. Des méthodes spectrales sont à priori plus adaptées aux écoulements périodiques tandis que la décomposition de Reynolds paraît plus appropriée pour des écoulements continus.

1- Décomposition de Reynolds (RANS)

Reynolds introduit une décomposition devenue classique entre la vitesse moyenne (noté \bar{u}) et la fluctuation de vitesse (noté u'), soit pour les composantes de la vitesse et de pression selon la direction x :

$$\begin{cases} U = \bar{u} + u' \\ P = \bar{p} + p' \end{cases} \quad 2.5$$

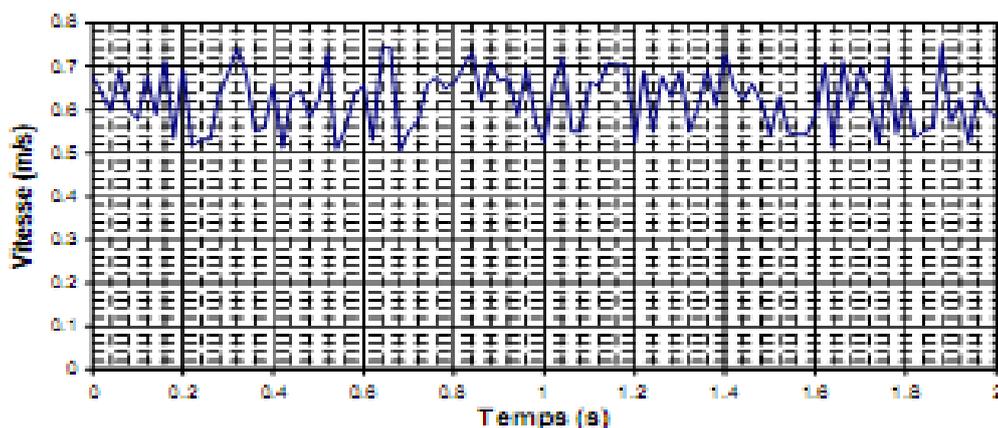


Figure (2.1) : Evolution de la vitesse ponctuelle en fonction du temps en régime turbulent [53].

Les propriétés de l'opérateur moyen sont données dans les équations (2.6):

- ✓ Linéarité : $\overline{(af + bg)} = a\bar{f} + b\bar{g}$ (a et b sont des constantes)
- ✓ Dérivation commutative : $\overline{\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i}$ et $\overline{\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t}$
- ✓ $\overline{(\bar{f})} = \bar{f}$ et $\overline{(\bar{f}g)} = \bar{f} \cdot \bar{g}$ par contre $\overline{(f.g)} \neq \bar{f} \cdot \bar{g}$ 2.6
- ✓ Pour les fluctuations : $f' = f - \bar{f}$ et $\bar{f}' = 0$

En effectuant la moyenne de l'équation de continuité (2.1) et de quantité de mouvement (2.2), Reynolds écrit les équations suivantes qui décrivent le comportement statistique d'un écoulement turbulent

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\overline{\partial(u'_i u'_j)}}{\partial x_j} \end{array} \right.$$

terme de convection

Ces équations s'appellent *les équations de Reynolds*. Elle contient des termes inconnus, les $\overline{u'_i u'_j}$, appelés *les tensions de Reynolds*, qui viennent s'ajouter aux tensions visqueuses, lorsque l'écoulement est pleinement turbulent, les tensions de Reynolds sont en fait plus grandes que les tensions visqueuses.

Le système ci-dessus est un système ouvert : il comporte plus d'inconnues que d'équations. Le problème de fermeture est résolu en introduisant des hypothèses de fermetures. A chacune de ces hypothèses plus ou moins physiques correspond un modèle de turbulence. Cette technique de décomposition de Reynolds est la plus fréquemment utilisée. Elle s'adapte correctement à tous les types d'études.

1-1 Le modèle $K - \varepsilon$

Le modèle $K - \varepsilon$ est le plus simple des modèles complets dits à deux équations. Ce modèle suppose que le régime de turbulence est pleinement établi dans tout le domaine et que les effets de la viscosité moléculaire sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité turbulente.

Il est basé sur l'hypothèse de Boussinesq, à savoir qu'il existe une analogie entre l'action des forces visqueuses et les contraintes de Reynolds dans l'écoulement moyen, soit l'expression de la viscosité turbulente donnée par la relation suivante :

$$\nu_t = \rho C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}$$

K : est l'énergie turbulente cinétique, et ε sa dissipation ;

C_μ : Constante de la turbulence $C_\mu = 0.09$

Taux de variation de $k(\varepsilon)$ Transport de $k(\varepsilon)$ par convection = Transport de $k(\varepsilon)$ par diffusion Taux de production de $k(\varepsilon)$ - Taux de destruction de $k(\varepsilon)$.

Les équations de transport des spectres K et ε s'écrit :

$$\rho u \frac{\partial K}{\partial x} + v \rho \frac{\partial K}{\partial y} + \rho \frac{\partial K}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_K} + \nu \right) \frac{\partial K}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_K} + \nu \right) \frac{\partial K}{\partial y} \right] + \nu_t G - \rho \varepsilon$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + C_1 \nu_t \frac{\varepsilon}{K} G - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{K}$$

Ou

$$G = 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2$$

Avec

$$C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \sigma_K = 1.0 \text{ et } \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Selon la valeur des constantes empiriques C_1, C_2, σ_K et σ_ε , les résultats du calcul peuvent différer. Cela constitue une faiblesse de ce modèle, bien que les auteurs admettent le plus souvent les mêmes valeurs.

Le modèle k, ε est très largement utilisé en ingénierie. Il est en effet robuste, économique en temps de calcul et suffisamment précis et validé pour une large gamme d'écoulements turbulents. Cependant, il donne de mauvais résultats pour une catégorie importante de situations comme les écoulements non confinés, les écoulements tourbillonnaires et les écoulements en rotation [41].

1-2 Le modèle $K - \omega$:

Le modèle $K - \omega$ est utilisé généralement pour les écoulements qui ont un grand nombre de Reynolds ; surtout pour les écoulements tourbillonnaires [52]. Ce modèle présenté par Wilcox [21] estime la viscosité turbulente par la relation suivante :

$$\nu_t = \rho \frac{K}{\omega}$$

Avec :

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu K}$$

L'équation du transport de l'énergie cinétique turbulente sera :

$$\rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \nu \rho \frac{\partial \omega}{\partial y} + \rho \frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\omega} + \nu \right) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\omega} + \nu \right) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right] + \gamma_1 \frac{\omega}{K} G - \beta_1 \omega^2$$

avec : $\sigma_\omega = 2.0$ et $\gamma_1 = 0.553, \beta_1 = 0.075$

1-3 Modèle des contraintes de Reynolds RSM

Le modèle des contraintes de Reynolds (RSM) est un modèle de fermeture du second ordre. Dans certains cas (couches limites courbes, écoulements tourbillonnaires, écoulements en rotation), l'approximation basée sur l'hypothèse de Boussinesq pour représenter les tensions de Reynolds n'est plus applicable [41].

Ce modèle introduit six nouvelles équations aux dérivées partielles, une pour le transport de chacune des six contraintes de Reynolds :

$$\overline{u_1'^2}, \overline{u_2'^2}, \overline{u_3'^2}, \overline{u_1' u_2'}, \overline{u_1' u_3'} \text{ et } \overline{u_2' u_3'}$$

Le terme de production est donné par:

$$P_{ij} = - \left(R_{im} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_m} + R_{jm} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_m} \right)$$

Le terme de transport par diffusion est donné par :

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_m} \right)$$

Avec

$$\nu_t = \rho \frac{K}{\omega}, C_\mu = 0.09 \text{ et } \sigma_k = 1.0$$

Mohd ARIFF et al [42] en s'appuyant sur l'expérimentation comparent les résultats d'une simulation numérique d'un écoulement au-dessus d'un obstacle, les auteurs ont montrés que ce type d'écoulement ne peut être simulé que par des modèles de deuxième ordre de fermeture comme le modèle RNG et RSM, figure (2.2).

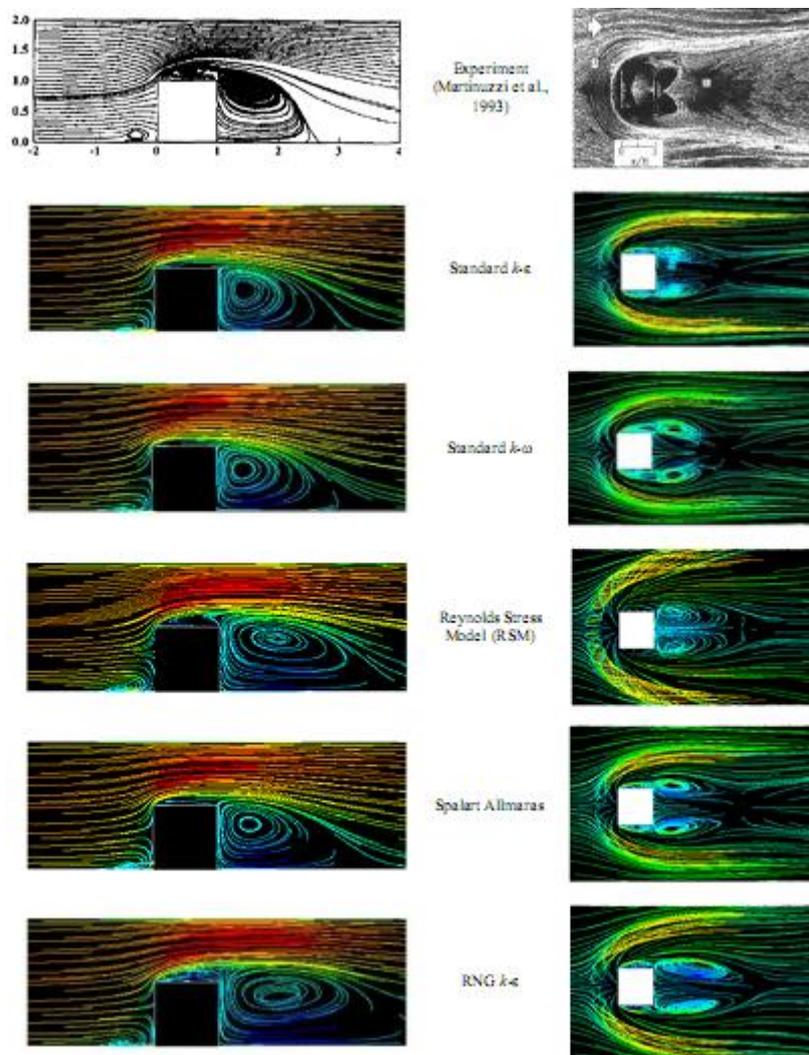


Figure (2.2) : Comparaisant des lignes de courant pour les différents modèles de turbulences [42].

2- Approche par la mesure des coefficients de corrélation

Dans le cas particulier des cuves agitées par une turbine dont le mouvement est périodique et, où il n'est pas facile de définir un nombre de Reynolds, des auteurs [40], proposent une autre technique pour séparer le champ turbulent du champ instantané. Elle repose sur une modélisation de l'auto-corrélation temporelle de la vitesse radiale.

Sur la base d'observations empiriques, ils suggèrent de l'écrire comme la somme de deux composantes (A) et (K), liées respectivement au mouvement périodique et à la fluctuation turbulente. Ils proposent donc la relation suivante :

$$R(\tau) = Ke^{-\alpha\tau} + A \cos(12\pi N\tau)$$

α est la mesure du bruit, N est la fréquence de rotation de la turbine, K et A des constantes liées à la fluctuation turbulente et à la fluctuation périodique. De cette manière, ils n'estiment que la contribution turbulente sur l'intensité de turbulence à proximité de pôle est égal à 30 % de sa valeur totale (la part principale provenant du mouvement périodique). Contrairement à la décomposition de Reynolds, cette méthodologie n'est pas applicable à d'autres configurations expérimentales.

3- Méthode spectrale

Cette technique, applicable au cas des écoulements périodiques. Dans une configuration proche de celle de [40], les spectres énergétiques du champ des vitesses contiennent deux pics repartis au fondamental et sur le premier harmonique. Il en extrait directement la partie turbulente qui représente le plus grand apport énergétique.

Cette méthode, particulièrement recommandée dans le cas d'écoulements générés par des turbines. L'obtention des spectres d'énergie des vitesses est soumise à une fréquence d'acquisition du champ cinématique constante et définie. Cela est très difficile en Vélocimétrie Laser par exemple et se fait généralement avec un taux d'acquisition élevé. Avec cette technique de mesure, un ré-échantillonnage des données peut être une solution alternative au moyen d'un algorithme particulier [43].

4- Méthode par phase

Pour des écoulements cycliques comme la houle, où le mouvement est orbital et à surface libre, l'extraction du champ turbulent à partir des données brutes instantanées doit se faire en deux étapes. La variation de la vitesse moyenne au cours du temps interdit de travailler simplement à partir d'une moyenne temporelle constante. On doit diviser la période T en intervalles de temps égaux (phase) sur lesquels on pourra donner une expression de la vitesse moyenne [40]. On parle alors de moyenne par phase. Après ce découpage, la décomposition de Reynolds s'applique sur chaque phase

pour caractériser le champ turbulent qui lui est associé. La composante moyenne sur une phase est déduite à partir d'une méthode de régression linéaire et la fluctuation comme l'écart à cette droite moyenne.

IV- Les échelles de turbulence

1- Définitions

La gamme de tourbillons qui se développent dans les écoulements turbulents est étendue, figure (2.3). Elle se divise en trois classes particulières sachant que :

- La géométrie de l'obstacle impose généralement la taille des plus grosses structures (macro échelle ou échelle intégrale) ;
- En dessous d'une certaine dimension (échelle de Kolmogorov), la dissipation visqueuse domine ;
- Entre les deux, on trouve la micro échelle. Elle est définie comme la dimension de la plus petite échelle qui n'est pas soumise aux phénomènes dissipatifs.

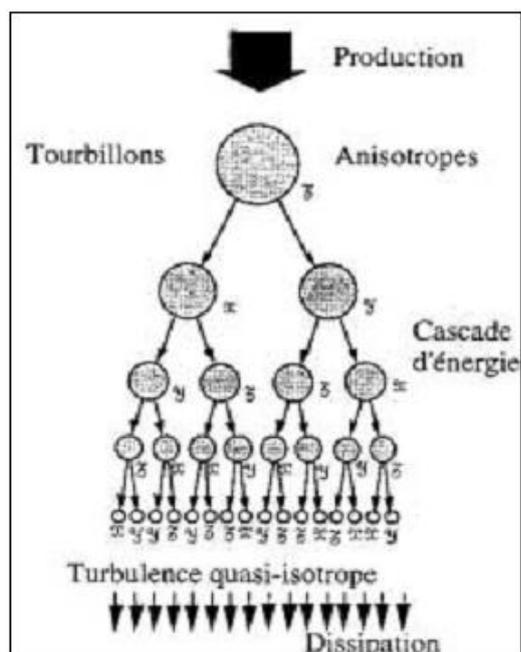


Figure (2.3) : Cascade d'énergie [41].

Un écoulement turbulent est déterminé par la connaissance des évolutions temporelle et spatiale de ces échelles de turbulence.

2- Macro échelle ou échelle intégrale

Les plus grosses structures sont responsables du transport de l'énergie cinétique de turbulence. On les note L_f (longitudinale) ou L_g (transversale). Suivant la méthode de détermination (énergétique ou par corrélation), deux dénominations distinctes sont données. On parlera de macro échelle dans le premier cas et d'échelle intégrale dans l'autre. Au niveau temporel, on leur associe également une dimension T_t . Elle caractérise un temps de retournement ou le temps d'extinction de la turbulence :

$$T_t = \frac{L_f}{u'}$$

Dans un travail expérimentale sur les échelles turbulent dans un écoulement a surface libre dérangé par la présence d'une grille d'une perforation de taille M , l'auteur [40] montre que l'évolution des grandes structures turbulentes est de l'ordre de 0.5 et 3 pour une longueur en aval de la grille de 45 M dans un demi profondeur et que son évolution est moins importante en rapprochant de la surface libre figure(2.4,a).

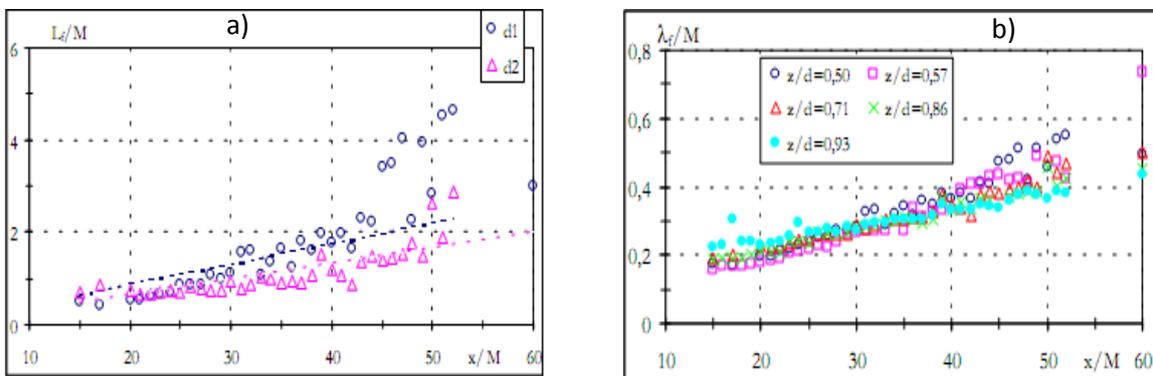


Figure (2.4) : échelle spatiale de turbulent, a) Macro échelle longitudinale, $z/d=0,5$ et $0,71$ respectivement. b) Micro échelle pour différents profondeurs [40].

3- Micro échelle de turbulence

Par ordre de taille décroissant, de la macro échelle (ou échelle intégrale), on passe à la micro échelle de Taylor. On la note λ_f (longitudinale) ou λ_g (transversale). Elle est associée aux gradients de fluctuations de vitesse eux même liés à la dissipation. Sa dimension temporelle τ_t est donnée par :

$$\tau_t = \frac{1}{\sqrt{15}} \frac{\lambda_f}{u'}$$

Des études empiriques montrent que le rapport varie suivant le contexte expérimental. Des valeurs caractéristiques sont rapportées dans le tableau (2.1) pour deux types d'écoulements (turbulence de grille et jet).

Tableau 2.1 : Rapport entre macro et micro échelles de turbulence [40].

Rapport	Grille	Jet
L_g/λ_g	1.2 à 1.6	3 à 6

4- Les échelles de Kolmogorov

La dernière catégorie d'échelles représente les plus fines structures de l'écoulement. En dessous de cette taille, la viscosité moléculaire engendre la dissipation de l'énergie mécanique en énergie thermique. Leur détermination est simple et se fait par un raisonnement dimensionnel basé sur la dissipation et la viscosité cinématique. Kolmogorov définit ainsi les échelles spatiale, temporelle, et de vitesse respectivement par les relations suivantes :

$$\eta_k = \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$$

$$\tau_k = \left(\frac{v}{\varepsilon}\right)^{1/2}$$

$$v_k = (v\varepsilon)^{1/4}$$

La viscosité cinématique étant une caractéristique du fluide connue, la détermination des échelles de Kolmogorov est obtenue par la seule connaissance de la dissipation [44].

V- Méthodes de détermination des échelles

1- Méthode énergétique (M.E.)

On mesure simultanément les composantes du vecteur vitesse en des points différents.

En extrayant de ces données les caractéristiques du champ turbulent à l'aide d'une des techniques précédemment exposées, il est possible de décrire l'évolution de l'intensité de turbulence et de l'énergie cinétique de turbulence κ en fonction de la distance à la source qui produit la turbulence (paroi, structure, grille ou obstacle quelconque). En calculant la dissipation ε variation temporelle de l'énergie cinétique de turbulence, on peut alors déterminer la taille des plus grosses structures de l'écoulement [44] :

$$L_f = \frac{u'^3}{\varepsilon}$$

Et celle de la micro échelle de Taylor:

$$\lambda_f = \sqrt{30\nu \frac{u'^2}{\varepsilon}}$$

2- Méthode des corrélations (M.C.)

On ne mesure plus simultanément deux composantes du vecteur vitesse en un même point mais la même composante de ce vecteur en deux points distants de r . L'idée s'inscrit suivant un principe simple. Si on représente une structure turbulente sous la forme d'un tourbillon, sa vitesse passe d'une valeur maximale sur le bord extérieur à une valeur nulle en son centre avec une décroissance monotone. En « figeant » cette représentation, on pourrait alors estimer la taille de cette structure en mesurant en même temps la vitesse en deux points du tourbillon (un est fixe sur le bord extérieur et l'autre décrit un rayon). Le degré de ressemblance entre les mesures (corrélation), maximum lorsque les deux points sont superposés sur le bord extérieur, diminuera au fur et à mesure que le second point se rapprochera du centre du tourbillon pour atteindre une valeur nulle lorsque ce dernier sera exactement positionné en son cœur. Cette technique, alternative à la précédente, nécessite des outils de mesure appropriés.

L'avantage de ce second mode opératoire est incontestable. Tandis que la méthode énergétique (M.E.) est particulièrement recommandée pour des écoulements permanents (condition d'isotropie nécessaire), la méthode des corrélations (M.C.) s'adapte dans toutes les configurations [43].

3- Mesure des gradients de vitesse

Cette méthode s'appuie sur l'accès aux échelles de turbulence par la mesure directe de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence $\bar{\varepsilon} = \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}$ par estimation des gradients de fluctuations de vitesses $\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2}$.

4- Intérêts des échelles

Ils résident dans de nombreux domaines. Pour les codes de calculs, leur caractérisation spatio-temporelle fournit des ordres de grandeurs du domaine d'étude, de la durée de l'opération à effectuer mais également du maillage à mettre en place. Pour l'expérimentateur, elles contribuent par exemple au dimensionnement des outils de mesures.

VI- Simulations numériques directes DNS

Pour résoudre numériquement les équations du mouvement, on définit dans le domaine de calcul dans l'espace-temps une grille de pas $(\Delta x, \Delta t)$. Ces pas peuvent être variables et la grille dans l'espace non orthogonale. L'opérateur de dérivée partielle en temps est calculé grâce à des développements en série de Taylor en puissances du pas de temps Δt . Les opérateurs de dérivée partielle en espace sont calculés soit par les méthodes spectrales évoquées plus haut si la géométrie s'y prête, soit par des développements en série de Taylor en puissances de Δx (méthodes aux différences, finies). Les calculs seront d'autant plus précis que l'ordre des développements est plus élevé. Pour les dérivées spatiales, on a intérêt à prendre l'ordre le plus élevé possible en ce qui concerne les termes non-linéaires des équations (six est à cet égard bien meilleur que deux). Dans ces simulations, on avance dans le temps de la façon suivante : la connaissance des variables aux instants t et $t - \Delta t$ permet de calculer ces variables à l'instant $t + \Delta t$, et ainsi de suite.

Les dimensions caractéristiques des structures turbulence dans le macro-échelle sont plus très grand devant l'échelle de Kolmogorov ou de Taylor, une simulation de telle façon que Δx soit inférieur λ_f est appelle Simulation numérique directe (SDN) .La précision de celle-ci dépendra bien sur de l'ordre des schémas numériques utilisés [45].

Les simulations numériques directes (SND) sont très couteuses. Le nombre de maille N nécessaire est lié au nombre de Reynolds (qui contrôle la gamme des tailles de structures présentes dans l'écoulement) et varie en 3 dimensions comme $N \approx Re^{9/4}$,[43].La méthode SND concernent des nombres de Reynolds faibles par rapport aux situations réelles. Les calculs typiques de turbulence nécessitent (1 à 10 millions de mailles).

VII- Simulations des grandes échelles (Large Eddy Simulation) LES

La simulation des grandes structures turbulentes (LES ou 'Large Eddy Simulation') est une approche intermédiaire hybride utilisant une résolution partielle pour les grands tourbillons et une modélisation partielle pour les petits tourbillons [45], Figure (2.5).

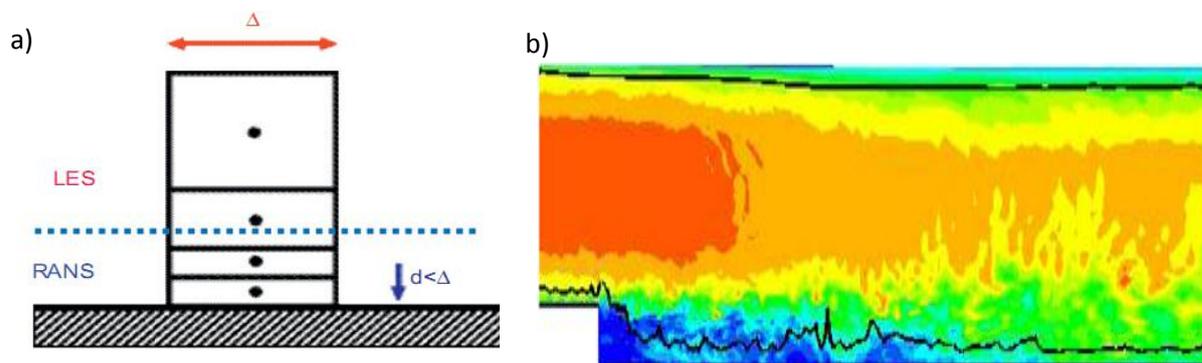


Figure (2.5) : Solution hybride RANS-LES. a) limite des modèles turbulents, b) vitesse instantanée (la ligne noir représente les limites de chaque modèle)[46].

L'idée est basée sur l'observation que si les grands tourbillons sont en fait très différents selon les géométries, leur structure variant beaucoup avec le type d'écoulement considéré, par contre les petits tourbillons ont un caractère plus universel.

La méthode consiste alors à calculer le mouvement tridimensionnel et instationnaire des gros tourbillons dans des réalisations particulières de l'écoulement considéré. Les propriétés statistiques sont obtenues ensuite dans un second temps, tout comme on le ferait sur des signaux issus de mesures en laboratoire, Figure (2.6).

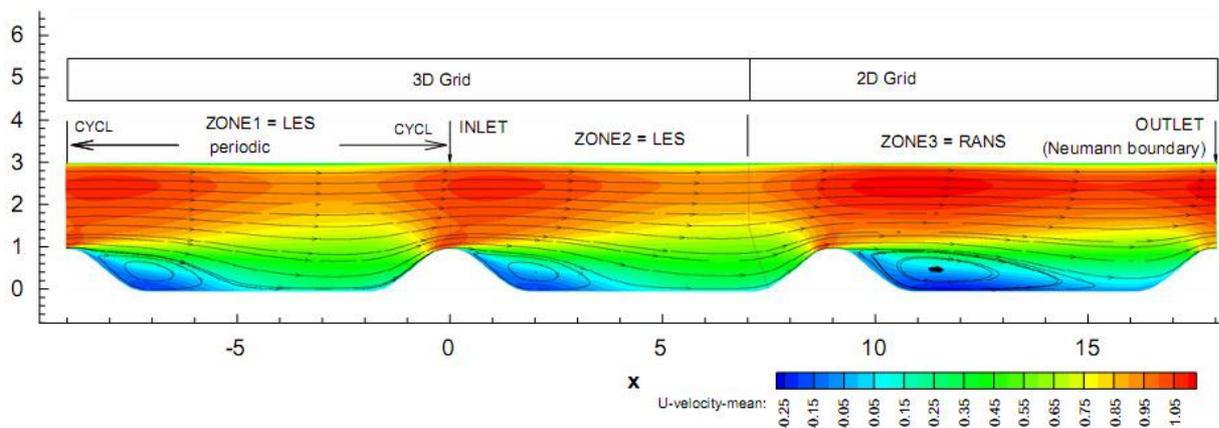


Figure (2.6) : Ligne de courant par deux différentes méthodes. [46]

De manière très générale, la modélisation consiste à faire un traitement statistique sur les équations de base et ensuite résoudre numériquement ces équations tandis que la simulation adopte la démarche inverse : résolution numérique des équations de base et ensuite le traitement statistique des bases de données ainsi constituées. La justification de ce type d'approche réside dans une idée simple : les grands tourbillons produits par l'écoulement moyen sont fortement dépendants de celui-ci, anisotropes et de longue durée de vie, ils sont difficiles à modéliser. Par contre les petits tourbillons produits par transfert ont un caractère plus universel et tendent vers l'isotropie, leur durée de vie est courte et ils sont relativement plus faciles à modéliser. Les simulations numériques à des nombres de Reynolds élevés, se basent donc sur un découpage des fluctuations turbulentes qui permet de ne calculer que les grandes structures énergétiques et modéliser les petites structures de caractère plus universel. Bien qu'elle soit une technique encore en cours de développement, la simulation des grandes structures turbulentes est actuellement un outil pour l'ingénieur. Elle permet de simuler des configurations très proches de celles rencontrées dans l'industrie; notamment celles pour lesquelles les modèles classiques, de type $K - \epsilon$, échouent. Plusieurs codes de calcul permettent de simuler les écoulements. Ces écoulements

pouvant être unidimensionnels (conduites circulaires en charge ou écoulements à surface libre) ou tridimensionnel (écoulements turbulents).

Les possibilités des simulations numériques directes SND, et les grandes perspectives offertes par les simulations des grandes échelles LES, ou la modélisation des mouvements à petite échelle par une viscosité turbulente locale permet des réductions considérables des temps de calcul par rapport aux simulations directes, pour des performances équivalentes.

VIII- Calcul d'interface

Les calculs d'interfaces et de surfaces libres sont cruciaux lorsque l'on parle de problèmes d'écoulements multi fluides. Ils permettent l'observation de l'évolution que peuvent avoir les différentes phases les unes par rapport aux autres, tout au long d'une simulation.

Les techniques de calcul d'interfaces peuvent être très différentes en fonction du problème à résoudre, et se divisent généralement en deux grandes familles. La première famille, basée sur une approche Lagrangienne, incluse la méthode appelée *interface tracking* qui découle naturellement du traitement des problèmes de surfaces libres. La deuxième famille, basée sur une approche Eulérienne, est souvent appelée *interface capturing*. Elle offre d'autres particularités au traitement des problèmes d'écoulements multi fluides, et peut aussi servir aux simulations de surfaces libres, à condition de pouvoir modéliser un gaz (l'air par exemple) par un fluide incompressible peu visqueux. C'est dans cette dernière famille que se trouvent les méthodes VOF (*Volume Of Fluid*) et Level Set (Lignes de Niveaux).

1- Approche Lagrangienne

1-1 Interface Tracking

Les calculs de surfaces libres effectués par *interface tracking* sont des méthodes à approche Lagrangienne. Le suivi d'un front est réalisé grâce à une description explicite de l'interface, au sens où l'interface est décrite par un ensemble d'objets qui seront transportés dans le domaine de calcul à la vitesse locale. Autrement dit, les surfaces font partie intégrale des bords du domaine de calcul, et donc du maillage ; et la

déformation dynamique des contours du maillage constitue ainsi exactement l'évolution de l'interface.

La reconnexion d'un ensemble d'objets permettra de reconstruire la géométrie globale, incluant l'interface. Cette approche est naturelle pour les problèmes de surface libre dans le sens où la condition limite appropriée (une contrainte nulle imposée) peut être appliquée facilement sur les bords connus du maillage. Cependant, ce dernier doit évoluer de la même manière que le fluide, et la distorsion des éléments ou le changement de topologie de surface demandent une procédure très complexe [47].

1-2 Marker And Cell MAC

L'interface est représentée par un ensemble de points connectés entre eux se déplaçant dans le domaine de calcul. Même si elles possèdent souvent une résolution très supérieure aux méthodes eulériennes et qu'elles permettent une localisation très précise de l'interface, elles souffrent de plusieurs inconvénients liés à leur nature Lagrangienne.

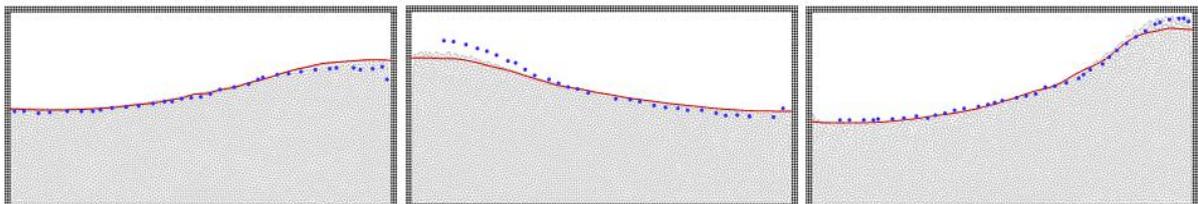


Figure (2.7) : Comparaison entre les surfaces libres numériques et expérimentales pour $t=0,96s$, $t=1,23s$ et $t=1,65s$ respectivement. Les points correspondent aux résultats expérimentaux, la courbe aux résultats VOF, l'ensemble des particules de la simulation MAC [48].

Les marqueurs doivent être régulièrement redistribués dans le domaine de calcul pour éviter qu'ils ne s'accumulent dans certaines zones et que la résolution de l'interface ne soit altérée dans d'autres zones de par une trop grande distance entre eux. De plus, les changements topologiques (recouvrement ou séparation de deux interfaces) ne s'effectuent pas naturellement. Pour les rendre possible, un critère arbitraire doit être imposé pour définir l'instant de la jonction ou de la séparation des interfaces, et c'est certainement là le principal inconvénient de ces méthodes. De plus,

tous ces inconvénients sont largement amplifiés sur des simulations tridimensionnelles.

2- Approche Eulérienne

2-1 Capture d'interface

Décrire la surface et la paramétrer est facile lorsqu'elle est une partie du bord du maillage. Mais on peut aussi modéliser les surfaces libres sans pour autant devoir les localiser précisément à l'aide de la frontière d'un maillage. Il est possible d'aborder les problèmes de mouvements de surfaces libres et d'interfaces de manière Eulérienne. Pour cela, on considère un champ scalaire qui évolue en fonction du temps grâce à une équation de transport et un champ de vitesse. Ces méthodes sont appelées « capture d'interface ».

La capture d'interface a une approche globale qui considère de façon Eulérienne tous les sous domaines présents dans un écoulement en même temps. Pour traiter le calcul des surfaces libres et des interfaces de façon Eulérienne, le domaine de calcul Ω est supposé fixe en fonction de temps t . Par contre, il est composé de plusieurs sous domaines qui eux ne sont pas fixes et qui dépendent du temps $\Omega_i = \Omega_i(t)$ telsque:

$$\Omega = \cup \Omega_i(t) \quad \text{et} \quad \cap \Omega_i(t) = 0$$

Nous considérons les interfaces $\Gamma_i(t)$ qui sont représentées par les bords de chaque sous domaines et qui se déplacent aussi en fonction du temps. Alors que dans les méthodes de tracking, l'interface est suivie explicitement par les bords du maillage, celle-ci passe à travers les éléments du maillage dans les méthodes de capture.

Même si cette approche est plus naturelle pour capturer l'interface entre plusieurs fluides, on peut aussi l'utiliser pour modéliser des surfaces libres si l'on considère que la cavité Ω contient un sous domaine pour le fluide Ω_f et un autre Ω_a pour l'air :

$$\Omega = \Omega_f(t) \cup \Omega_a(t)$$

Chaque sous domaine correspond donc à une phase en présence dans l'écoulement, et la surface libre de la phase liquide est définie par l'interface $\Gamma(t)$ entre ces deux sous domaines.

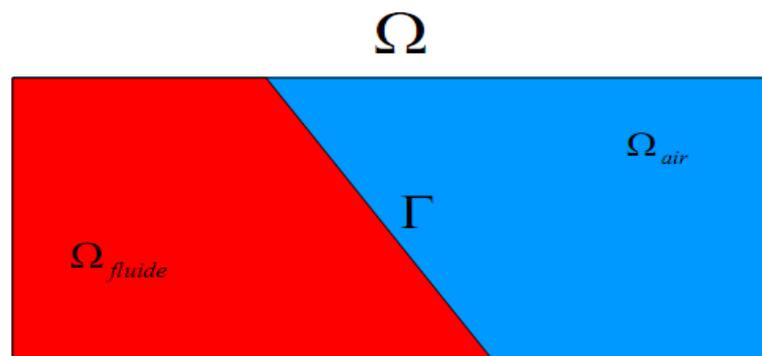


Figure (2.8) : Les sous domaines d'une cavité Ω et l'interface Γ qui les sépare.

Il existe deux différentes techniques servant à différencier les sous domaines et à capturer l'interface ; Volume Of Fluid et le Level Set.

2-2 Volume of Fluid VOF

Les méthodes de Volume Of Fluid, spécialement conçues pour la simulation d'écoulements diphasiques, sont basées sur le principe de conservation de la masse.

La distribution de fraction volumique de liquide (ou de gaz) est répartie dans le domaine de calcul sur un maillage fixe, puis elle est transportée par le champ de vitesse. Les caractéristiques de l'interface sont ensuite déduites du champ de fraction volumique. Les méthodes VOF sont robustes lors des changements topologiques, qui s'effectuent de façon implicite. La conservation du volume est garantie lorsque l'on transporte la fraction volumique [49].

Le moyen le plus naturel pour définir les sous domaines est d'introduire une fonction de présence, appelée fonction caractéristique, associée à chacun d'entre eux. Ainsi, la fonction correspondante au sous domaine Ω_f peut avoir une valeur de **1** lorsqu'on se situe dans celui-ci, et une valeur nulle dans le cas contraire. Plus précisément, cette variable sert de fraction volumique dans le sens où, en la définissant constante par élément, elle représente le taux de remplissage de chaque élément du maillage. Lorsqu'elle vaut **1**, l'élément est entièrement rempli par le fluide, mais elle vaut **0** quand l'élément ne contient pas de fluide du tout. Les valeurs intermédiaires indiquent que l'élément n'est rempli que partiellement. Cette technique permet de facilement visualiser les différents domaines ainsi que leur évolution. Par contre, les

interfaces ne peuvent pas être très bien définies, la précision est limitée à la taille des éléments du maillage.

a) Présentation de la méthode

Dans les simulations d'écoulements de fluides avec surface libre, la masse totale du fluide contenu dans le domaine Ω (f) doit rester constant en fonction du temps:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_f} \rho_f = 0$$

Où ρ_f est la masse volumique du fluide. Pour pouvoir étendre cette propriété au domaine Ω dans son ensemble, on peut introduire une fonction de présence (ou fonction caractéristique) du domaine du fluide l_{Ω_f} :

$$l_{\Omega_f}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \Omega_f \\ 0 & \text{si } x \in \Omega - \Omega_f \end{cases}$$

Cette fonction discontinue vaut **1** dans le domaine du fluide, et **0** dans le reste de la cavité qui ne contient pas de fluide.

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} l_{\Omega_f} \rho_f = 0$$

Et donc :

$$\int_{\Omega} \left(\frac{dl_{\Omega_f}}{dt} \rho_f + l_{\Omega_f} \left(\frac{d\rho_f}{dt} + \rho_f \nabla U \right) \right) = 0$$

Deux aspects sont tirés de cette dernière formule: premièrement, l'équation de la conservation de la masse du fluide peut être résolue globalement sur tout le domaine Ω

Lorsque l'on introduit la fonction caractéristique l_{Ω_f} et deuxièmement, une équation de transport doit être résolue pour assurer l'évolution de cette fonction:

$$\frac{d}{dt} l_{\Omega_f} = 0 \quad \text{dans } \Omega$$

Avec une description Eulérienne, on obtient

$$\frac{d}{dt} l_{\Omega_f} = \frac{\partial}{\partial t} l_{\Omega_f} + U \nabla l_{\Omega_f}$$

Où U est le champ de vitesse.

A l'aide d'une loi de mélange appropriée, un seul et même problème de Navier, Stokes peut servir à simuler un écoulement hétérogène contenant plusieurs types de fluides. Pour cela, il suffit de faire dépendre la masse volumique ρ et la viscosité η de la fonction de caractéristique et des paramètres propres à chacun des sous domaines. Par exemple, dans le cas d'une simulation de surface libre, l'idée est de donner les paramètres du liquide dans le sous domaine

Rappelons la formulation forte du problème de Navier-Stokes incompressible:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial U}{\partial t} + \rho \nabla U \cdot U - \nabla (2\eta \varepsilon(U)) + \nabla P = \rho g \\ \nabla \cdot U = 0 \end{array} \right. \quad \text{dans } \Omega$$

Pour rendre ce système non homogène, nous appliquons la loi de mélange suivante pour la masse volumique et la viscosité:

$$\rho = l_{\Omega_f} \rho_l + (1 - l_{\Omega_f}) \rho_a$$

$$\eta = l_{\Omega_f} \eta_l + (1 - l_{\Omega_f}) \eta_a$$

Où:

ρ_l : est la masse volumique du liquide

η_l : est la viscosité du liquide

ρ_a : est la masse volumique de l'air

η_a : est la viscosité de l'air

Finalement, c'est ce système qu'il faut résoudre pour simuler des écoulements hétérogènes [47]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial U}{\partial t} + \rho \nabla U \cdot U - \nabla(2\eta\varepsilon(U)) + \nabla P = \rho g \\ \nabla \cdot U = 0 \\ \rho = l_{\Omega_f} \rho_l + (1 - l_{\Omega_f}) \rho_a \\ \eta = l_{\Omega_f} \eta_l + (1 - l_{\Omega_f}) \eta_a \end{array} \right. \quad \text{dans } \Omega$$

b) Forces et faiblesses de VOF

Les forces de cette technique résident à la fois dans sa robustesse et sa conservation. Son traitement implicite du temps la rend inconditionnellement stable, c'est à dire que la grandeur du pas de temps ne joue aucun rôle sur la stabilité de la méthode. La liberté sur le choix du pas de temps est donc uniquement limitée par la précision numérique que l'on veut atteindre.

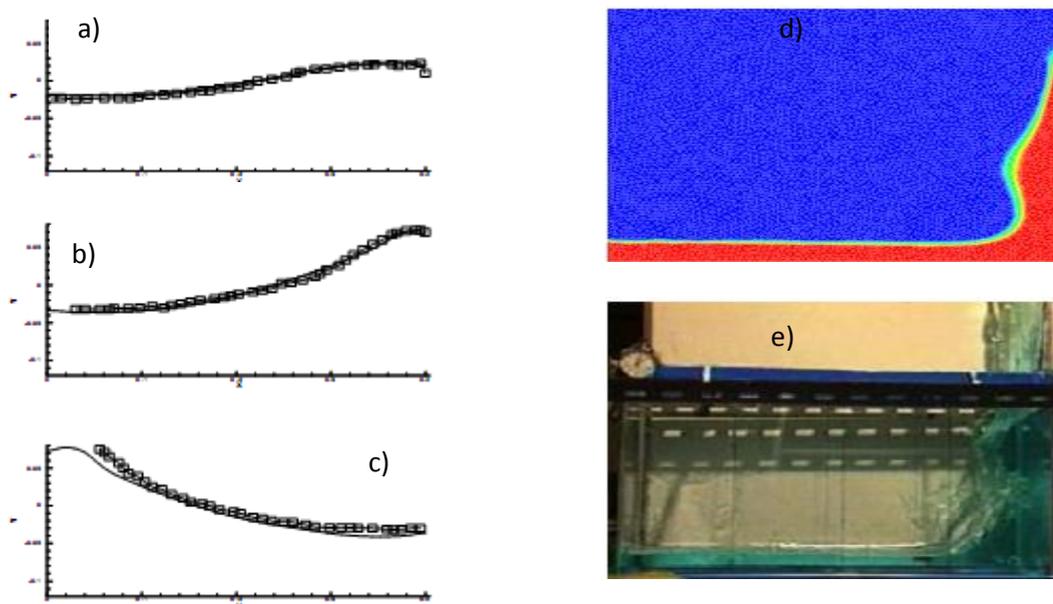


Figure (2.9) : Simulation de la surface libre par la méthode VOF, a) $t=0.9625s$, b) $t=1.652s$ c) $t=2.004s$, d) $t=0.6s$ VOF et e) $t=0.6s$ expérimentale, les points désignent des résultats numériques et les lignes résultats VOF [50].

Mais la méthode VOF provoque une importante diffusion numérique qui n'est pas souhaitable lorsque l'on souhaite capturer précisément les interfaces. Un bon moyen existe pour contrebalancer ce problème : l'adaptation dynamique du maillage. Elle apporte une très forte amélioration aux résultats, mais nécessite un traitement supplémentaire qui alourdit les calculs.

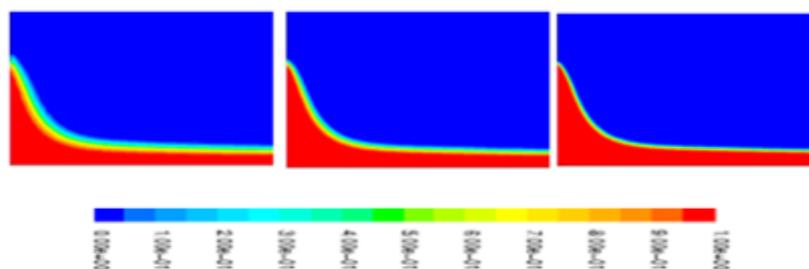


Figure (2.10) : Adaptation du maillage et son effet sur le type les solutions [51].

2-3 La méthode Level Set

Les bases du formalisme de la méthode Level Set ont été posées par Osher, 1988. Cette méthode, inspirée des travaux destinés pour la propagation de front de flamme. Cette première ébauche appelée PSC (Propagation of Surfaces under Curvature) permettait de suivre le mouvement d'une interface transportée par un champ de vitesse quelconque, ou dépendant de la courbure locale du front. Partant du constat que les méthodes de marqueurs étaient déficientes, lors des changements topologiques, et que les méthodes VOF avaient des propriétés algébriques limitées, les auteurs proposèrent un formalisme eulérien plus général, en associant au mouvement de l'interface une équation de transport pour une fonction linéaire [52].

Depuis sa conception dans, la méthode Level Set est utilisée pour capturer des interfaces (interface capturing), plutôt que de les suivre (interface tracking). Les avantages de cette technique sont maintenant largement reconnus. La méthode est stable, les équations ne sont pas lourdes à résoudre, et les problèmes en trois dimensions ne posent aucune difficulté [53].

Le principe de la méthode Level Set d'écrit l'écoulement non homogène sous le système suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial U}{\partial t} + \rho \nabla U \cdot U - \nabla (2\eta \varepsilon(U)) + \nabla P = \rho g \\ \nabla \cdot U = 0 \\ \rho = f(\alpha) \rho_f + (1 - f(\alpha)) \rho_a \\ \eta = f(\alpha) \eta_f + (1 - f(\alpha)) \eta_a \end{array} \right. \quad \text{dans } \Omega$$

Avec :

$$f(\alpha) \in [0,1]$$

Avec la loi de mélange, le comportement du fluide guide l'écoulement dans le sous domaine du fluide l'eau par exemple : $\rho = \rho_f$ et $\eta = \eta_f$ dans Ω_f et c'est celui de l'air : $\rho = \rho_a$ et $\eta = \eta_a$. Par contre, une zone de mélange existe lorsque $f(\alpha)$ a des valeurs intermédiaires (entre 0 et 1). Le choix de la fonction $f(\alpha)$ est donc très important, car, entre autre, c'est elle qui détermine la zone de mélange des différents fluides, qui se traduit par une diffusion de l'interface.

La formulation Level Set offre une certaine liberté dans la modélisation hétérogène le choix de la fonction de mélange $f(\alpha)$ détermine le profil du mélange des différents sous domaines, et donc, influe sur l'interface. Certains auteurs [52] utilisent des fonctions de type *heaviside*, ce type de fonction sont souvent utilisées afin de limiter la zone de diffusion de l'interface :

$$f(\alpha) = \begin{cases} 0 & \text{si } \alpha < -\varepsilon \\ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha}{\varepsilon} + \frac{1}{\pi} \sin(\pi\alpha/\varepsilon) \right) & \text{si } |\alpha| \leq \varepsilon \\ 1 & \text{si } \alpha > \varepsilon \end{cases}$$

IX- Simulation par les codes de calcul CFD

Roe et HydroWorks en assainissement ainsi que LicWater en réseaux d'eau potable sont des exemples de codes de calcul utilisés en hydraulique pour la modélisation unidimensionnelle des conduites circulaires.

La plupart de ces codes de calculs ont évolué et permettent à présent des simulations en 2D et même en 3D. TELEMAR, Mike3D, AquaDyn et Def3D sont d'autres codes utilisés principalement pour les rivières, les lacs naturels ainsi que pour des applications en ingénierie.

Les codes de calcul CFD ou « Computational Fluid Dynamic » (mécanique des fluides numérique) sont, quant à eux, applicables dans une large variété de problèmes en mécanique des fluides et disposent de modèles divers de turbulence. Parmi ces codes, les plus utilisés sont : CFX, FLUENT, PHOENICS, Star-CD et Flow-3D. Tous ces codes utilisent la méthode FVM (méthode des volumes finis) [4].

X- Conclusion

Dans ce chapitre on a donné quelques approches théoriques sur les écoulements turbulents , en suite , sur la modélisation des écoulements à surface libre .Ainsi les avantage et les inconvénient de chaque modèle, généralement on peut dire que ce type d'écoulement se gère par un modèle turbulent en deuxième ordre de fermeture ,en ce qui concerne la modélisation de la surface libre ,on voit clairement que la méthode Level Set est très avantageuse par rapport aux autres méthodes.

Chapitre 03

Simulation Numérique

I- 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 que nous développerons.

Nous présentons dans la deuxième partie du chapitre les contraintes qui ont interrompues la réalisation de nos expériences au laboratoire de la faculté de technologie de Tlemcen.

II- Présentation du code de calcul FLUENT

Pour réaliser nos simulations, nous avons choisi le code de calcul commercial Fluent 6.2 que nous présentons dans cette partie.

Architecture du logiciel

Comme tout logiciel de CFD, il est composé de trois éléments le préprocesseur, le solveur et le postprocesseur.

- la définition du problème à résoudre s'effectue à l'aide du préprocesseur Gambit. Il permet de représenter la géométrie du système, (de définir le type de conditions limites aux frontières du domaine, de spécifier le type de matériau (fluide ou solide). Il fournit aussi la possibilité de discrétiser le domaine, en proposant plusieurs algorithmes de maillage suivant sa géométrie.
- Le solveur permet de définir numériquement les conditions initiales opératoires (gravité, pression) dans les quelles est effectuée la simulation. ainsi que la spécification des conditions aux limites. Enfin, il permet de choisir le processus itératif en proposant notamment plusieurs schémas numériques pour la

discrétisation spatiale et temporelle, et pour le couplage de la vitesse et de la pression. Il offre également une interface permettant de contrôler à tout moment l'état d'avancement des calculs.

- Le postprocesseur est l'élément qui permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine, mais surtout d'afficher les résultats obtenus. Il est ainsi possible de visualiser les champs du vecteur vitesse, les champs de pression, de turbulence ainsi que toutes les autres grandeurs calculées sur un segment, une section du domaine ou sur tout le volume. Il offre aussi la possibilité de tracer des courbes et de visualiser les lignes de courant ou la trajectoire de particules.

Etapas de calcul

Les étapes décrites ci-dessous sont propres au régime permanent. Généralement on distingue

- ✓ L'intégration des équations de transport
- ✓ La discrétisation spatiale
- ✓ Le couplage pression -vitesse
- ✓ La convergence

Intégration des équations de transport

Fluent est un logiciel utilisant la méthode des volumes finis. Il résout les équations de transport de la matière (équation de continuité), de la quantité de mouvement, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente. Cette méthode est très répandue en mécanique des fluides bidimensionnelle. Son avantage est qu'elle est conservatrice, c'est à dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans le volume voisin. le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de surface en intégrales de volume.

L'expression générale de ces équations est:

$$\underbrace{div(\rho\vec{\phi}\vec{U})}_I = \underbrace{div(\Gamma\text{grad}\phi)}_{II} + \underbrace{S_\phi}_{III}$$

I : Représente le bilan entrée /sortie de la quantité dans le volume de contrôle V (de contour A de normale sortante à la surface n) dû à la convection ; II représente la variation de ϕ due à la diffusion et III est le terme puits/source.

La méthode des volumes finis est dérivée de celle des éléments finis. Elle présente l'avantage d'être facilement compréhensible par rapport à d'autres méthodes telles que la méthode des éléments finis ou la méthode spectrale.

a) Discrétisation spatiale

Les équations de transport de ϕ sont ensuite discrétisées sous la forme

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b$$

Où nb représente les indices des cellules voisines. Le nombre de cellules voisines dépend de la topologie du maillage (6 cellules voisines pour un maillage hexaédrique)

Le système d'équations aux dérivées partielles est transformé en un système algébrique représenté sous forme de produit de matrices comprenant un grand nombre de coefficients nuls

Fluent propose deux schémas de discrétisation

Schéma amont du premier ordre Ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs mais est responsable de diffusion numérique

Schéma amont du second ordre : L'utilisation de cette méthode permet de minimiser la diffusion numérique mais peut faire diverger le calcul

b) Couplage pression-vitesse

L'utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et la vitesse afin que ces grandeurs vérifient l'équation de continuité est nécessaire

Cet algorithme stipule l'existence d'une relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées

Nous utilisons l'algorithme SIMPLE, acronyme pour « Semi-Implicit Method Pressure Linked Equations » pour résoudre le système d'équations discrétisées

Le schéma représentatif de ce processus itératif est décrit par la figure (3.1), u , v et w sont les trois composantes du vecteur vitesse. P représente la pression. A l'issue de n itérations, les valeurs de \emptyset sont obtenues. Pour éviter d'apporter des corrections trop grandes à ces grandeurs, et ainsi diminuer les risques de divergence du calcul, les nouvelles valeurs de \emptyset utilisées pour l'itération $(n+1)$ sont calculées comme suit

$$\emptyset^* = \alpha\emptyset + (1 - \alpha)\emptyset_{(n-1)}$$

$\emptyset_{(n-1)}$ est le résultat de l'itération $(n-1)$. α Est le facteur de sous relaxation. Il est compris entre 0 et 1

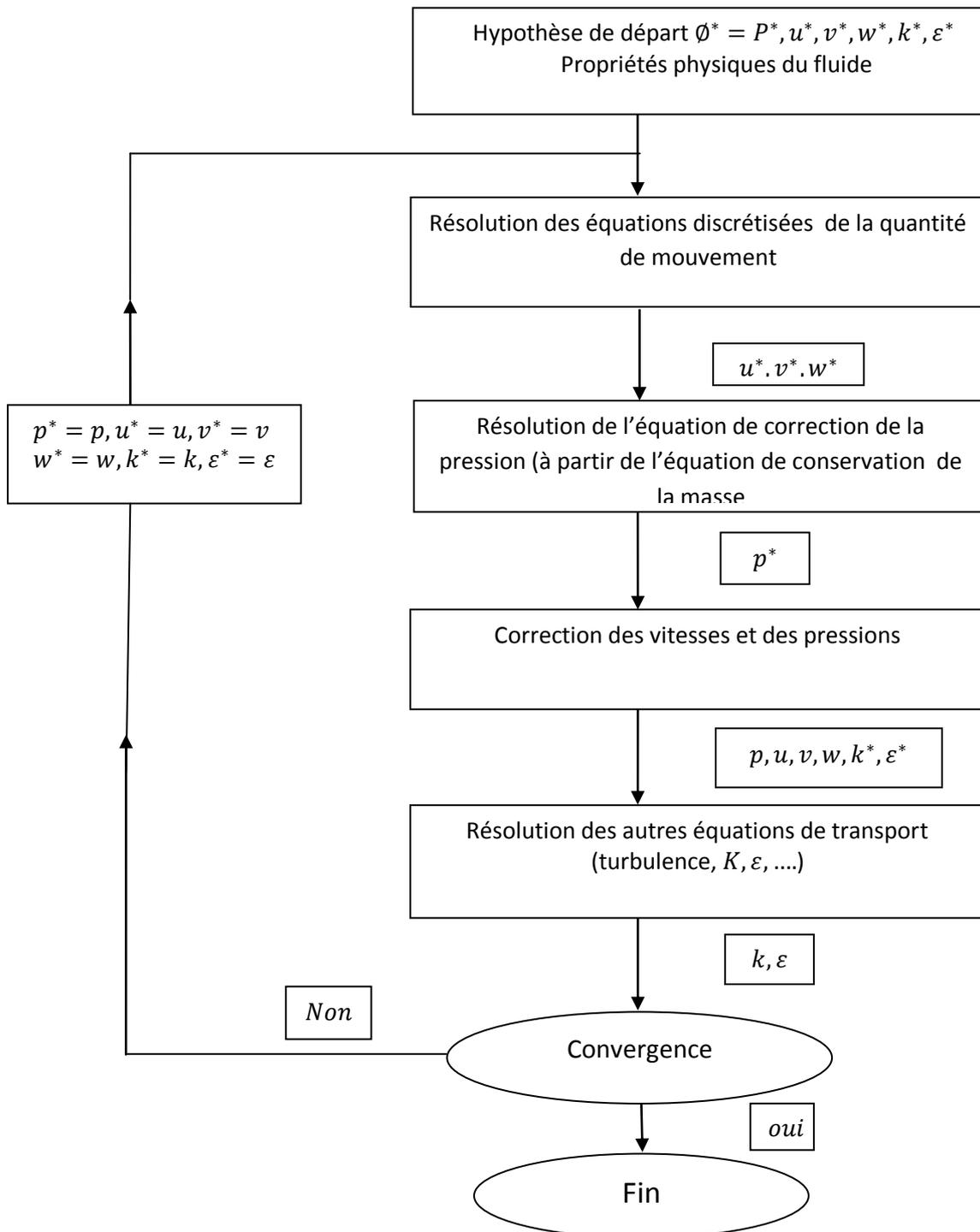


Figure (3.1) : Schéma itératif de Fluent, avec l'algorithme SIMPLE [4].

c) Convergence

A chaque itération, Fluent permet de juger de l'état de convergence par le biais du calcul des résidus. Le résidu R^ϕ correspond au déséquilibre de l'équation 3.1 sommé sur toutes les cellules du domaine. Il s'écrit donc sous la forme

$$R^\phi = \sum_{\text{cellules } P} |\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p| \quad 3.1$$

En général, il est difficile de juger de la convergence à partir de ce résidu car il dépend de la taille du système. Fluent rend adimensionnel le résidu en utilisant un facteur d'échelle représentatif du débit de ϕ sur le domaine. Ce résidu relatif est défini par

$$R^\phi = \frac{\sum_{\text{cellules } P} |\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p|}{\sum_{\text{cellules } P} |a_p \phi_p|} \quad 3.2$$

Fluent propose par défaut l'utilisation de ces résidus relatifs, et c'est la méthode que nous utiliserons pour juger de la convergence des calculs.

d) Conditions aux limites

Les écoulements turbulents sont affectés de façon significative par la présence de parois. Au contact avec celles-ci, la vitesse du fluide est nulle. Au voisinage, la turbulence est fortement amortie et les phénomènes dus à la viscosité moléculaire sont prépondérants. La turbulence augmente très rapidement lorsque l'on s'éloigne des parois.

Certaines équations comme celles des modèles de turbulence *RNG* ne sont plus valables près des parois car l'écoulement turbulent n'est pas pleinement établi. Une modélisation différente des phénomènes est alors nécessaire dans ce cas. Deux approches différentes peuvent être utilisées sous Fluent

La première approche semi-empirique, utilise une fonction appelée loi de paroi « Wall Function ». Elle permet de relier le mur à la couche extérieure, pleinement turbulente. Ils existent trois options d'utilisation. La première « Standard Wall Function » est proposée par défaut par le code Fluent, la seconde « Non - Equilibrium

Function » est particulièrement adaptée pour les écoulements complexes, soumis à de forts gradients de pression et la troisième « Enhanced Wall Treatment » qui tient le plus compte de l'effet de paroi.

La deuxième approche consiste à modifier le modèle de turbulence choisi pour le rendre compatible avec l'écoulement aux parois. Elle nécessite un raffinement du maillage au voisinage des parois [4].

III- Présentation de la configuration étudiée

a) Présentations de la géométrie

La situation physique correspond à un écoulement bidimensionnel à surface libre, turbulent et incompressible dérangé par un obstacle demi-cylindrique, rectangulaire, trapézoïdal ou triangulaire. La zone d'étude est représenté par un canal rectangulaire ayant 5 mètres de longueur et 0.25 m de hauteur (là où on a vu que l'écoulement s'établira de façon à pouvoir représenter correctement les profils de vitesses en utilisant le minimum de ressource possible et bénéficier de temps de calcul convenables). Gambit, le pré-processeur du code de calcul, offrent une flexibilité de choix. La géométrie peut être décomposé en plusieurs parties pour générer un maillage structuré, sinon GAMBIT génère automatique un maillage non structure adapté au type de géométrie construite. Les défauts sont détectés à l'aide de son interface comportant plusieurs fenêtres d'outils de création, génération, vérification du maillage du modèle étudié et la combinaison des conditions aux limites.

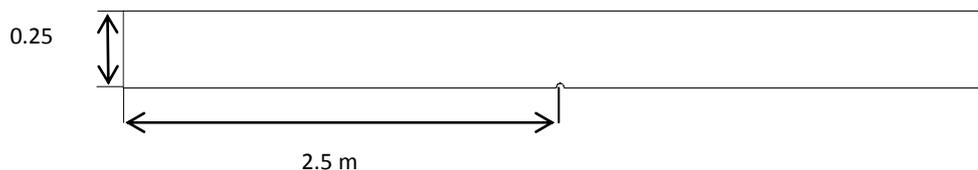
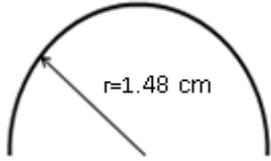
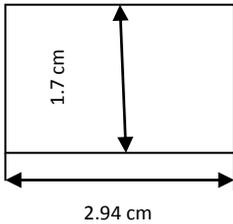
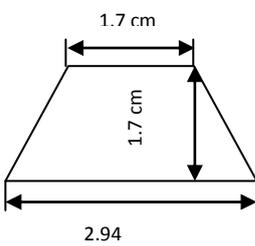
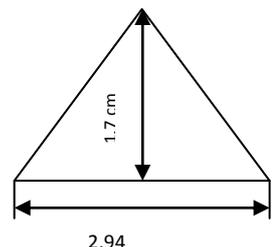


Figure (3.2): Domaine physique du canal

Le choix des dimensions des obstacles était pris afin de garder la même grandeur du coefficient d'aspect $\beta = 0.58$, qui représente le rapport entre la hauteur et la base de ces derniers.

Quatre types d'obstacle sont introduits dans notre étude, Demi-cylindre pour valider notre modèle de simulation, rectangulaire, trapézoïdal et triangulaire. Les dimensions de chaque type est cité au tableau ci-dessous

Tableau 3.1 : Dimensions des différents obstacles

			
Demi-cylindrique	rectangulaire	Trapézoïdale	Triangulaire

b) Maillage

Le premier 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 de mailles et le temps de calcul qui augmente considérablement avec le raffinement de la discrétisation du domaine.

Nous choisissons d'utiliser un maillage triangulaire sous Gambit d'une moyenne de 70 000 mailles, ensuite un raffinement du maillage sous Fluent en prenant en considération la lame d'eau. Un maillage concentré a été appliqué dans les frontières des obstacles, figure (3.3, 3.4, 3.5 et 3.6).

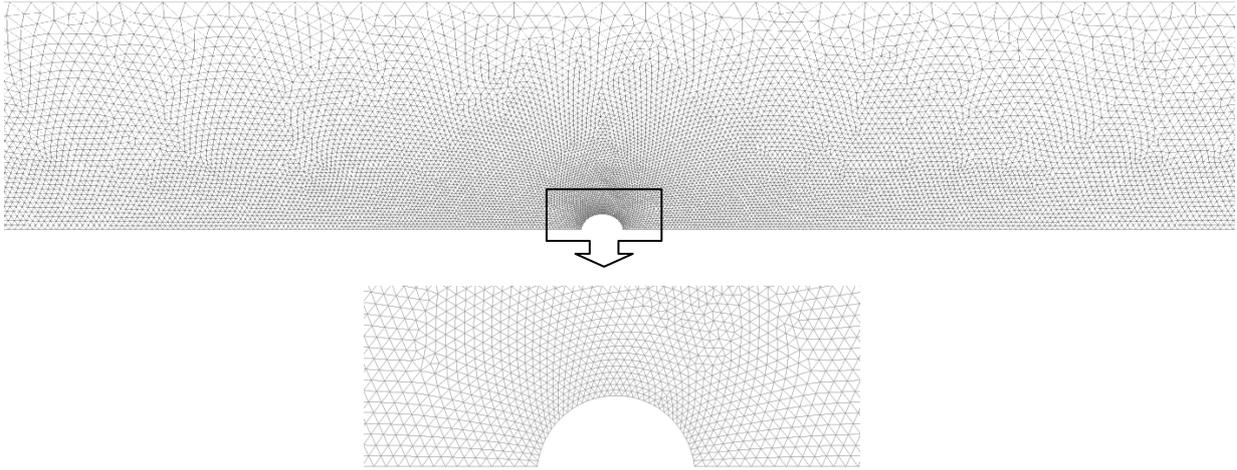


Figure (3.3): Maillage primaire pour obstacle demi-cylindrique

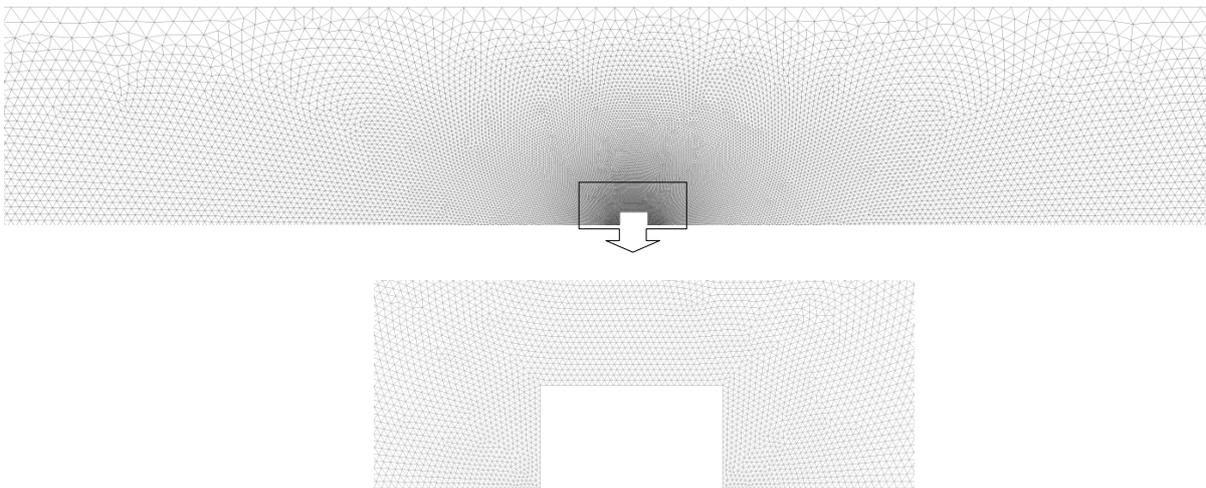


Figure (3.4): Maillage primaire pour obstacle rectangulaire

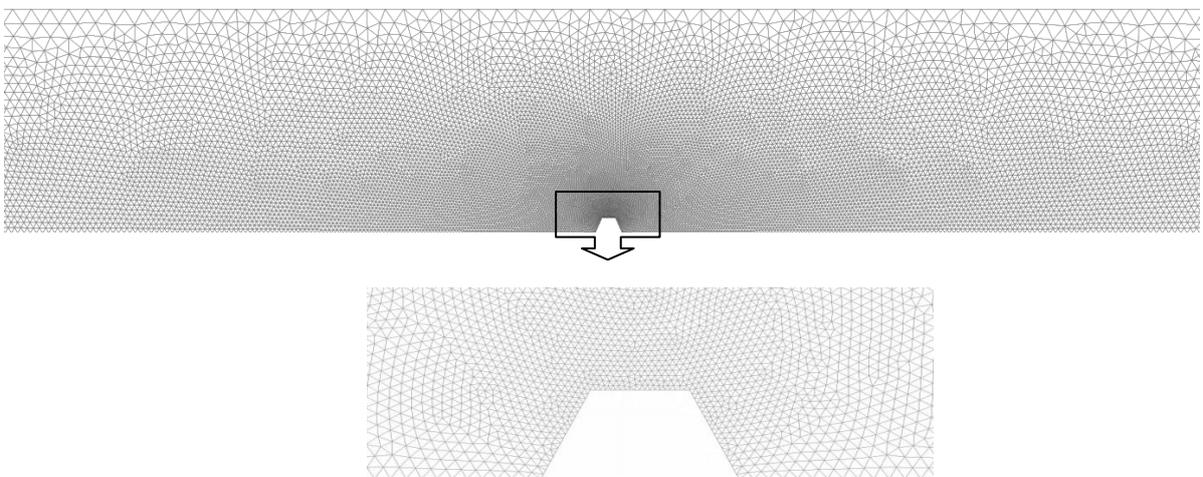


Figure (3.5): Maillage primaire pour obstacle trapézoïdale

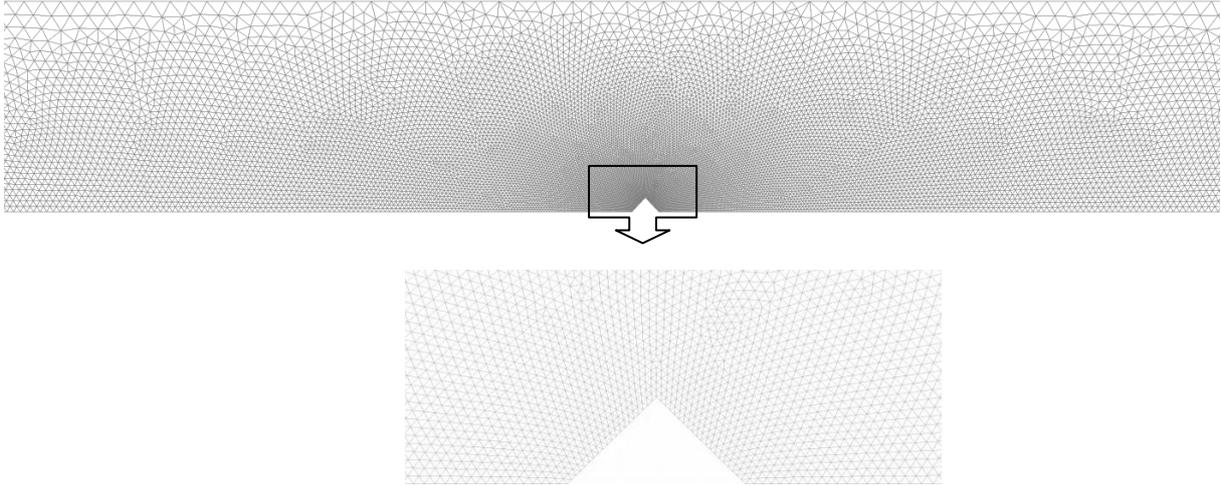


Figure (3.6): Maillage primaire pour obstacle triangulaire

c) Conditions initiales

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.

On peut définir alors la valeur de la pression si on travaille à pression imposée et l'accélération si le fluide obéit à la loi de gravité.

Les profils initiaux des vitesses et des quantités turbulentes k et ε sont uniformes en entrée. Ces conditions ont une implication importante sur les temps de calculs : elles nécessitent une longueur de conduite importante, elle doit être supérieure à $20 d_0$, pour que le code de calcul puisse correctement développer tous les profils. Si les valeurs initiales des vitesses sont connues, il n'en est pas de même pour k et ε . Pour leur initialisation, on utilise alors les conditions de Diricilet suivantes [54]:

$$K_{diricilet} = 0.002u^2 \quad 3.3$$

$$\varepsilon_{diricilet} = \frac{K^{3/2}}{0.3 d} 0.002u^2 \quad 3.4$$

d) Conditions aux limites

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 quatre : débit d'entrée (masse flow inlet), pression de sortie (pressure Outlet), condition de paroi (wall) et atmosphère (symmetry) si on travaille en surface libre figure (3.7).

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 de la conduite. 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 «Symmetry» sorite du canal vers l'atmosphère.

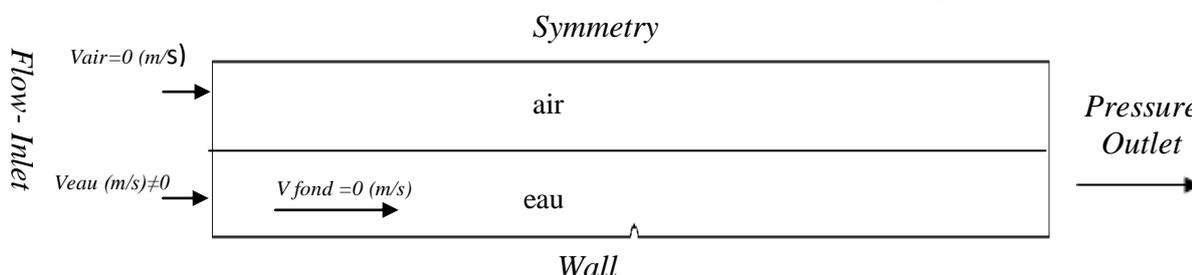


Figure (3.7) : Conditions aux limites imposées

e) Modèles de turbulence

Les simulations ont été réalisées avec le modèle de fermeture du deuxième ordre RNG $k - \varepsilon$ la compatibilité de ce modèle pour les écoulements à surface libre est vérifiée par plusieurs auteurs [56]

f) 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 estimée par certains auteurs à 8% [55] et 5% [4]. Pour notre travail on a jugé ce critère de convergence par une erreur inférieure à 1%.
- Critère visuel au niveau du Linegraph on peut suivre graphiquement l'évolution du résidu de la masse après chaque itération. Lorsque cette valeur se stabilise, on en déduit que le code de calcul ne peut pas donner de résultat plus précis pour la géométrie donnée.

IV- Simulation numérique

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.

L'utilisation des modèles de turbulence nécessite le calcul de certains paramètres de turbulence comme conditions aux limites du domaine d'étude. Les formules suivantes extraites du manuel d'utilisation du code de calcul Fluent 6.2 [54], 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 R_e pour un écoulement bidimensionnel est défini par:

$$R_e = \frac{Ud}{\nu} \quad 3.5$$

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

$$I_t = 0.16(R_e d)^{-1/8} \quad 3.6$$

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

$$K = 1.5(U I_t)^2 \quad 3.7$$

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

$$l = 0.007d \quad 3.8$$

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

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{K^{3/2}}{l} \quad 3.9$$

avec C_μ étant un coefficient empirique et vaut 0,9.

V- Modélisation des écoulements à surface libre :

a) Généralités sur les modèles multiphasiques

Pour modéliser les écoulements multiphasiques, les deux approches principales sont:

Euler -Euler et Euler -Lagrange.

Le code Fluent propose trois modèles principaux fondés sur l'approche eulérienne, à savoir : le modèle VOF « Volume Of Fluid », le modèle de mélange ou « Mixture » et le modèle d'Euler.

Les critères de choix d'un modèle multiphasique approprié dépendent du type d'écoulement, des forces mises en jeu. Ainsi, pour les écoulements à surface libre, le modèle VOF est le plus adapté [15,48]. Nous utiliserons ce dernier pour simuler les écoulements à surface libre.

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 fluide.

Pour les écoulements incompressibles, sans modèle d'énergie et sans prendre en compte les interactions entre domaines fluides, les méthodes VOF permettent 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 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, implicite, géométric reconstruction, donator-acceptor.

Le schéma « implicite » est adapté en régime permanent. En régime transitoire, l'utilisation des méthodes VOF implique la donnée du nombre de Courant. 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.

B) Paramètres des simulations des écoulements à surface libre

Le modèle de turbulence *RNG* a été employé. La surface libre est repérée au moyen de la méthode VOF. Cette méthode a été validée par plusieurs auteurs [4,55]. 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 « flow inlet » et 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. L'énergie turbulente calculée selon l'équation (3.7) et sa dissipation selon l'équation (3.9).

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.

VI- 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'erreurs (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 différentes [33].

a) Expérience dans le laboratoire de technologie de Tlemcen

Dans le but de valider notre modèle expérimentalement ; on a fait plusieurs essais au laboratoire de l'hydraulique de la faculté de technologie de Tlemcen. Malheureusement on a rencontré plusieurs problèmes qui ont influé sur la précision de nos résultats. Parmi ces problèmes :

➤ *Instabilité du débit de la pompe* $\frac{dQ}{dt} \neq 0$

La stabilité d'un débit fourni par une pompe dans une expérience est un facteur très important et qui peut fausser les résultats d'une manière grave, la conséquence de ce problème traduit par un régime instationnaire, donc les mesures de la surface libre effectuées par le limnimètre seront incorrectes, on donne par la suite, un exemple d'une expérience effectuée figure (3.8). malgré qu'on a laissé la pompe en marche

pendant 30 minute ,ou on a pensé que c'est un problème de temps (circuit hydraulique incomplet) ,mais les fluctuation sont toujours présentes.

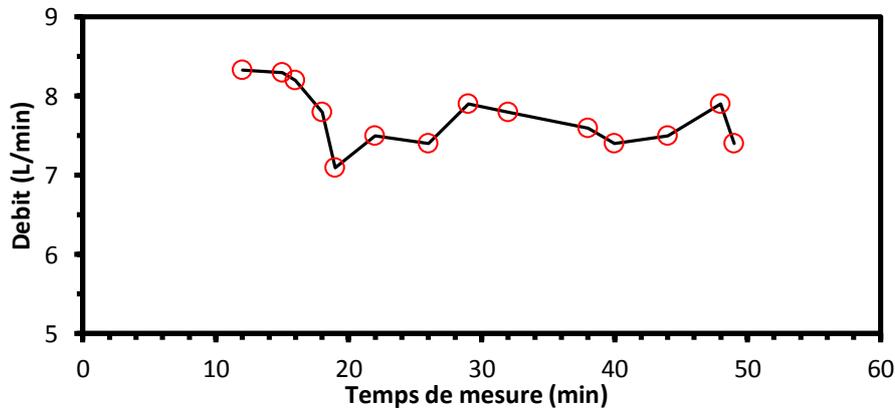


Figure (3.8) : Exemple de fluctuation du débit fourni par la pompe

➤ *Largeur insuffisante*

L'instabilité du débit est moins importante dans un canal plus large. Un autre facteur peut influencer sur la capture de la surface libre dans le cas d'une étude bidimensionnelle, ce sont les écoulements secondaires figure (3.9), un autre facteur relié à la largeur du canal peut être cité, c'est le rapport d'aspect de l'écoulement $\Gamma_e = \frac{W_c}{d_0}$ [1]. Ce rapport qui tient en compte de l'influence des parois latérales sur l'écoulement est vérifié expérimentalement que sa valeur est comprise entre $1.5 < \Gamma_e < 12$.

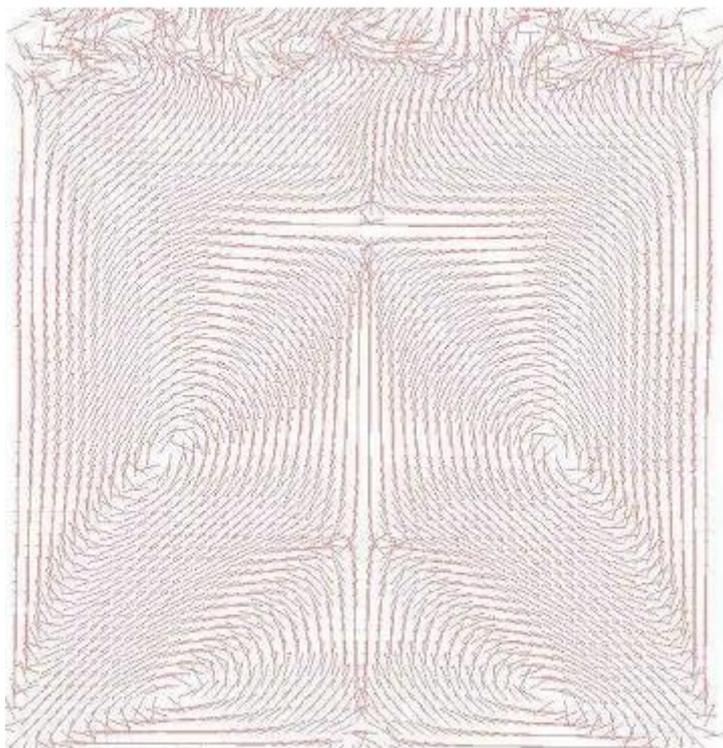


Figure (3.9): Coupe transversal du champ de vitesse d'un écoulement à surface libre [57].

➤ Etat du canal

Le canal à surface libre du laboratoire d'hydraulique utilisé pour la réalisation de nos mesures présente des défauts d'alignement des parois latérales ainsi que la présence d'une inflexion de son fond.

En raison de tous ces problèmes ci-dessus, pour la validation de notre travail, nous avons opté pour les travaux expérimentaux dans la littérature bibliographique de Franc Vigie [1] que nous présentons dans le paragraphe suivant.

b) Description de l'expérience de Franc Vigie :

Les expériences ont été conduites dans un canal à surface libre représenté sur la figure (3.10). Il s'agit d'un canal de 14 m de long, de section rectangulaire, ayant une largeur de 0.25 m et une hauteur de 0.5 m. Toutes les parois sont en verre. Le canal a une pente géométrique fixe, $I = 0.17\%$.

Le type d'obstacle utilisé est un demi-cylindre. 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, soit 25 cm.



Figure (3.10) : Canal à surface libre utilisé [1].

Le rapport d'aspect, $\beta = H/L$, de l'obstacle est $\beta = 0.58$ pour le demi-cylindre, la hauteur de l'obstacle, est 1.7 cm.

L'utilisation de méthodes optiques et notamment de la mesure de vitesses par images de particules nécessite l'utilisation d'obstacle transparent laissant passer le faisceau laser.

Différentes techniques ont été utilisées pour mesurer la surface libre, Mesure de la position de la surface libre par sondes capacitives, figure (3.11).

La position de la surface libre obtenue est une grandeur instantanée, et afin d'obtenir une valeur moyenne de ces grandeurs instantanées un nombre très important des mesures était effectuées en chaque position spatiale de la sonde, ce nombre de valeurs instantanées sur les quelles sont calculées les moyennes est $N_s = 24000$.

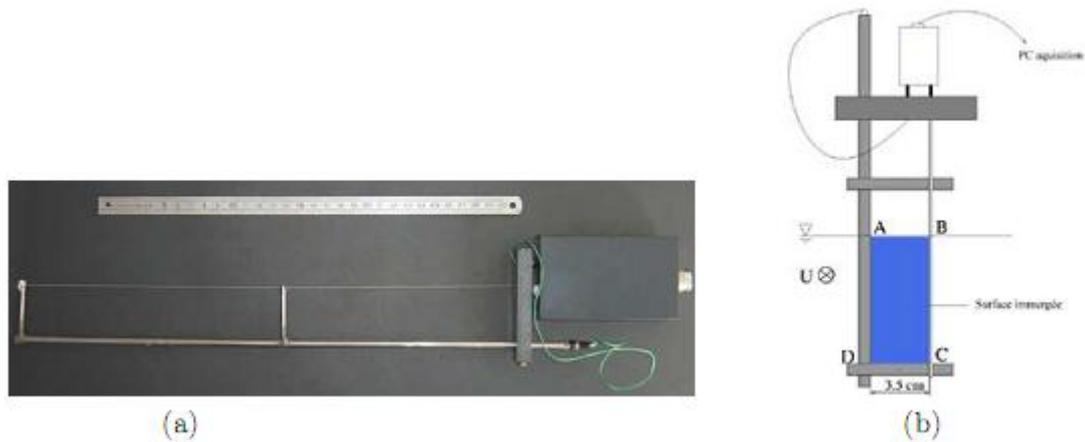


Figure (3.11) : (a), Sonde capacitive et (b), principe de mesure

La méthode de mesure de champs de vitesses utilisée au cours de cette expérience est la vélocimétrie par images de particules (Particle Image Velocimetry, PIV). Figure (3.12).

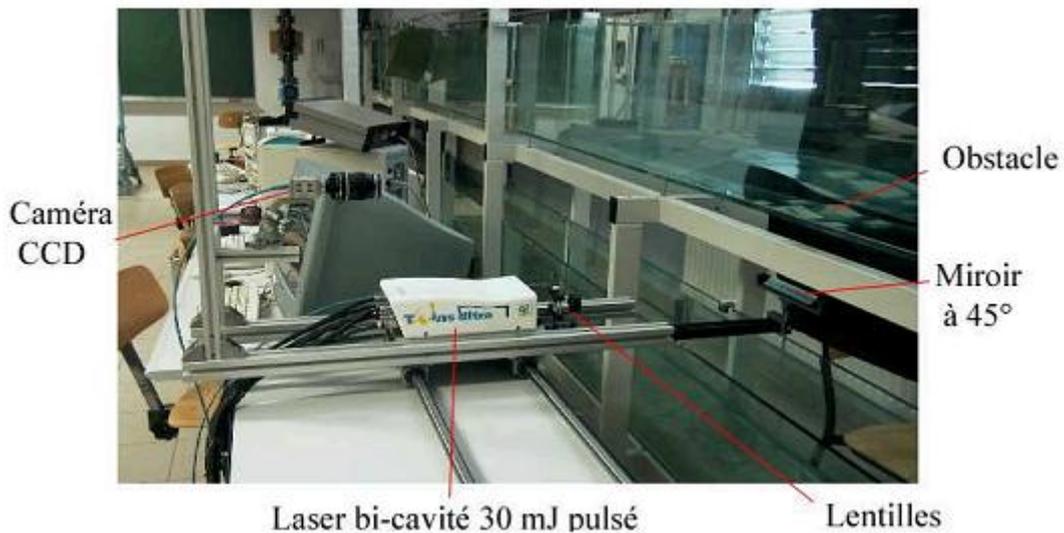


Figure (3.12) : Dispositif de mesure par PIV.

Les cas de test avec des différents points de fonctionnements $\{Fr_0, \alpha\}$ qu'on a pris de ce travail sont cités dans le tableau (3.2).

Tableau 3.2 : Paramètres des tests pour les différents points de fonctionnement

Fr_0	α	$d_0(cm)$	U (m/s)	Re	Re_{Obs}	I_t	l	K	ε	Pente %
0,33	0,23	7,4	0,28	20806	4780	0,0639	0,0051	0,00048	0,0001	0,17
0,38	0,24	7,1	0,31	22516	5390	0,0636	0,0049	0,00061	0,0002	0,17
0,62	0,18	9,5	0,60	56860	10175	0,0546	0,0066	0,00160	0,0010	0,17
1,75	0,23	7,4	1,49	110336	25350	0,0518	0,0051	0,00898	0,0151	0,17
2,61	0,31	5,5	1,91	105443	32590	0,05416	0,0038	0,01617	0,0350	0,17

On note que ce cas de test (cas d'un demi-cylindre) ayant un but de valider le model numérique le plus compliqué a testé, à cause de la forme d'obstacle, et nous avons utilisé les mêmes points de fonctionnement concernant les autres types d'obstacles.

VII- 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 .Afin de valider nos résultats, nous avons établis des expériences au laboratoire de la faculté de technologie dans le canal à ciel ouvert, les résultats de ces expériences n'étaient pas précises à cause des équipements employées. Par conséquent nous étions contraints de chercher des résultats expérimentaux dans la littérature bibliographique, afin de valider de notre travail de type numérique.

Chapitre 04

Résultats Et Interprétation

I- Introduction

Avant d'effectuer des simulations et présenter les principaux résultats de champs de vitesse et les profils de surfaces libres obtenus, nous avons effectué dans la première partie de ce chapitre une validation du modèle. Pour cela, nous avons comparé les résultats de nos calculs avec des mesures expérimentales [1].

Nous présentons une classification des régimes d'écoulements obtenus à partir des simulations numériques sous Fluent 6.2. Les profils de la surface libre ont été capturés pour les différents points de fonctionnement cités dans le tableau 3.2. En outre, ce travail est réalisé pour les quatre formes d'obstacles (demi-cylindre, rectangle, trapèze et triangle), afin d'analyser l'influence de la nature de l'obstacle sur cette classification.

La caractérisation de la structure interne de l'écoulement au voisinage de l'obstacle revêt un enjeu important. Les études traitant ce type d'écoulement ont suscité un intérêt considérable ces dernières années. Cet intérêt découle de la variété d'applications dans le domaine de l'ingénierie faisant appel à des formes cylindriques et prismatiques.

Malgré la simplicité de l'obstacle à sections circulaires ou à section carrée, trapézoïdale ou triangulaire, l'écoulement fait intervenir des mécanismes complexes. Les caractéristiques de l'écoulement ou la forme de l'obstacle et même des fois les deux en même temps engendrent des zones de recirculations où l'écoulement local sera perturbé.

Dans la troisième partie de ce chapitre nous étudions la variation de la surface libre en fonction de la topologie des champs de vitesse pour différents types d'obstacles utilisés.

II- Comparaison entre les résultats du modèle numérique testé et expérimentaux [1]

Dans cette section, nous comparerons les profils de la surface libre ainsi les champs de vitesse pour les différents points de fonctionnements $\{Fr_0, \alpha\}$, on cite ici un manque données concernant les profils de vitesses pour 3^{ieme}, 4^{ieme} et 5^{ieme} cas de test.

1^{ier} cas : $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$.

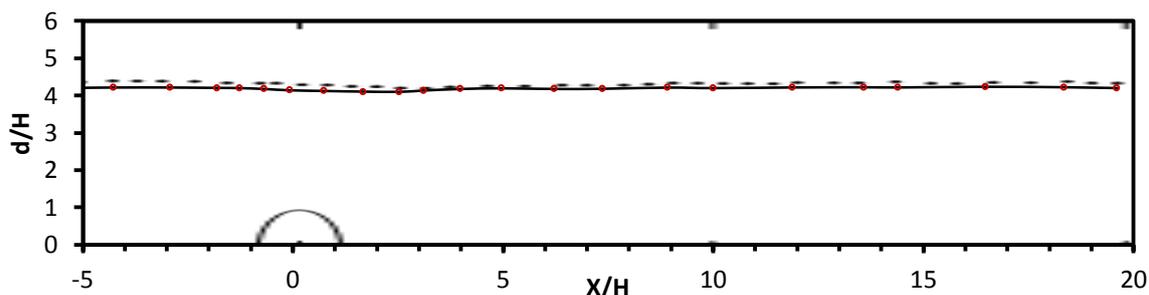


Figure (41) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. (●) : Expérimental [1],
(○) : présent travail

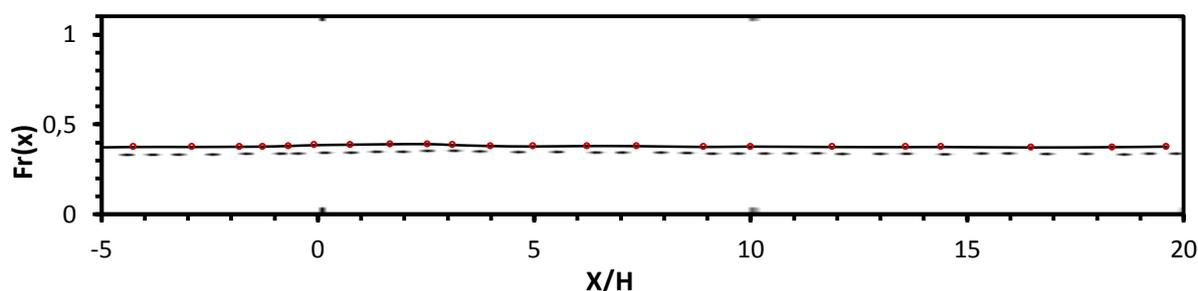


Figure (4.2) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$.
(●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

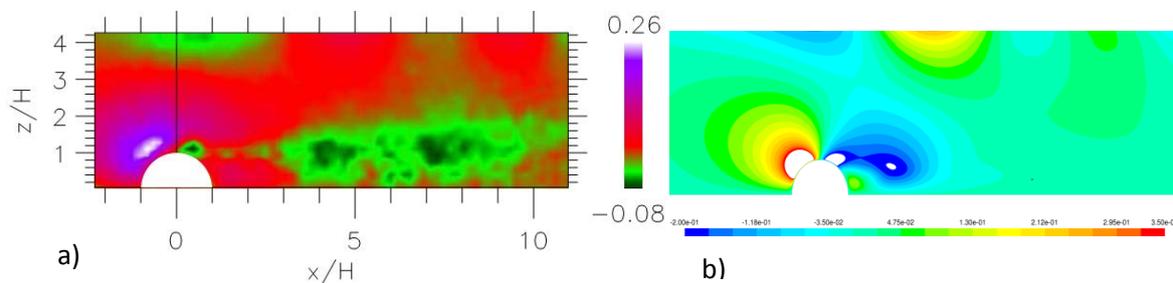


Figure (4.3) : Champs de vitesses verticales moyennes $\frac{v}{U_0}$, autour de l'obstacle pour
 $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. (a) : Expérimental [1], (b) : présent travail

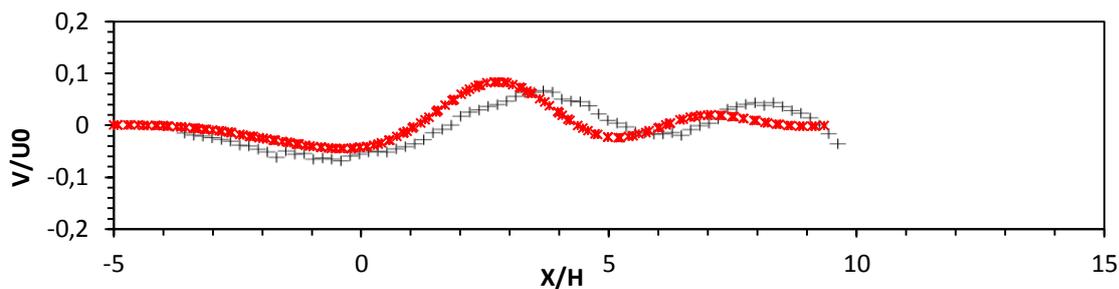


Figure (4.4) : Evolution longitudinale du profil de vitesse verticales moyennes, proche de la surface libre en $d_0/H = 4.2$ pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$; (x) : Expérimental [1], (x) : présent travail

2^{ieme} cas : $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$

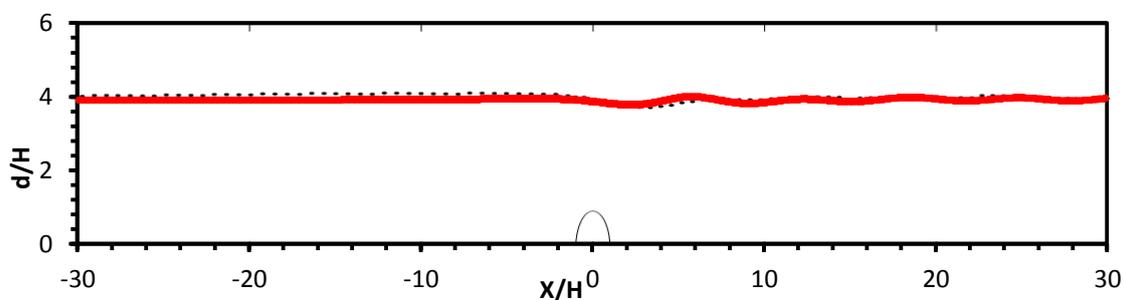


Figure (4.5) Surface libre pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$. (●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

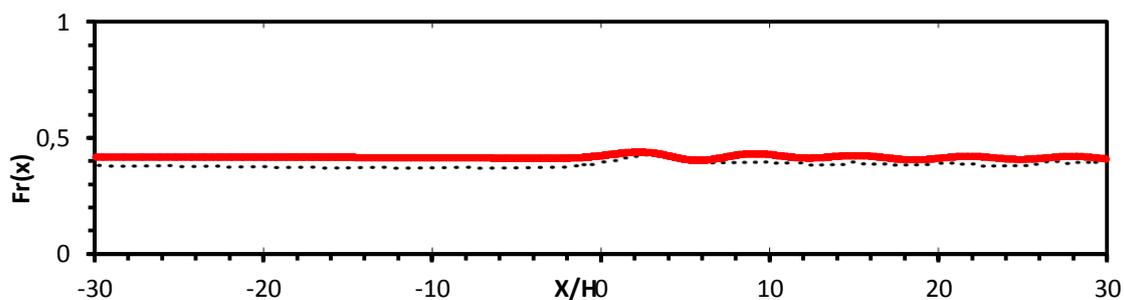


Figure (4.6) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$. (●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

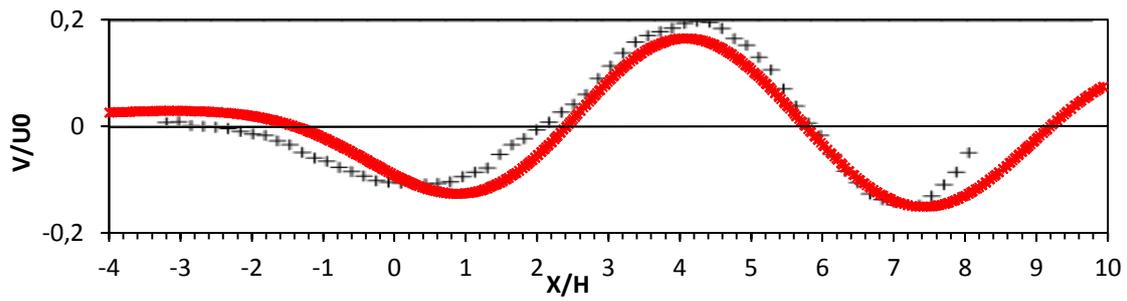


Figure (4.7) : Evolution longitudinale du profil de vitesse verticale moyenne, proche de la surface libre en $Z/H = 3.5$ pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$; (x) : Expérimental[1], (x) : présent travail

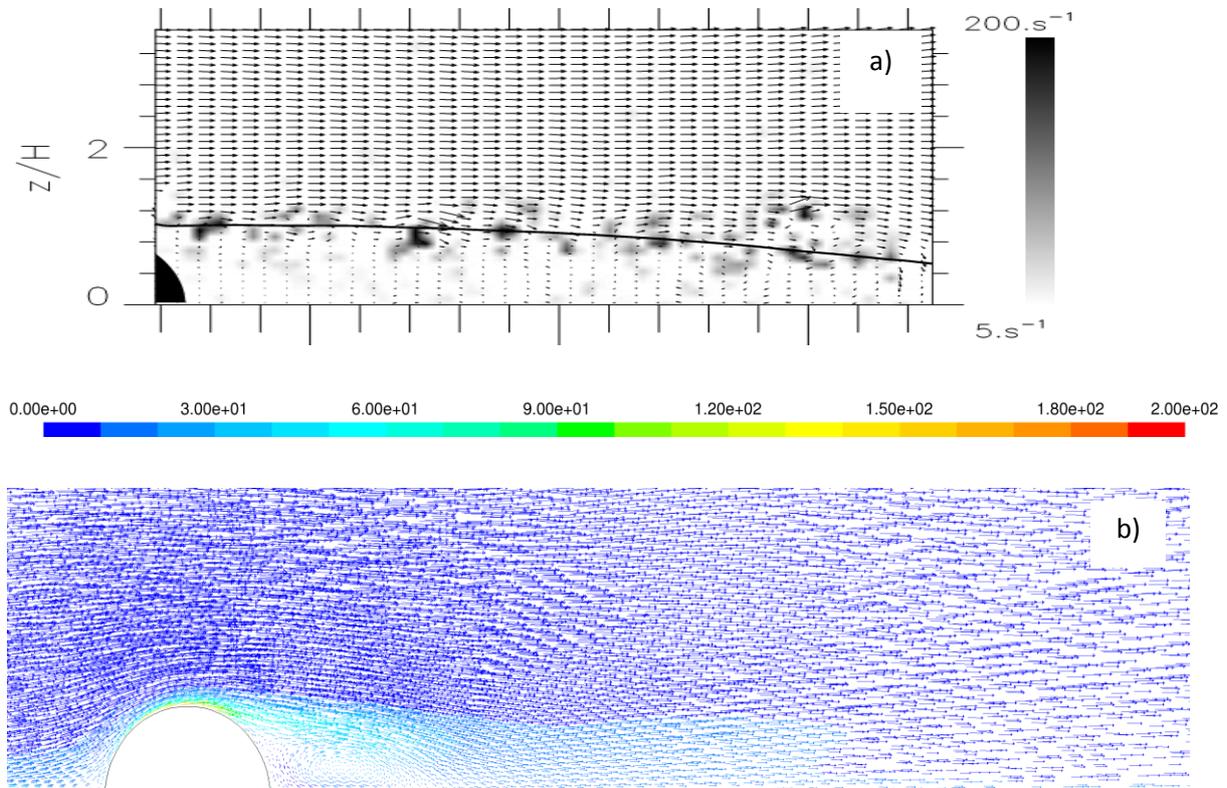


Figure (4.8) : Champ instantané de vitesses et vorticite magnétique $\{\alpha = 0.24, Fr_0 = 0.38\}$; (a) : Expérimental [1], (b) : présent travail

3^{ième} cas : $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$

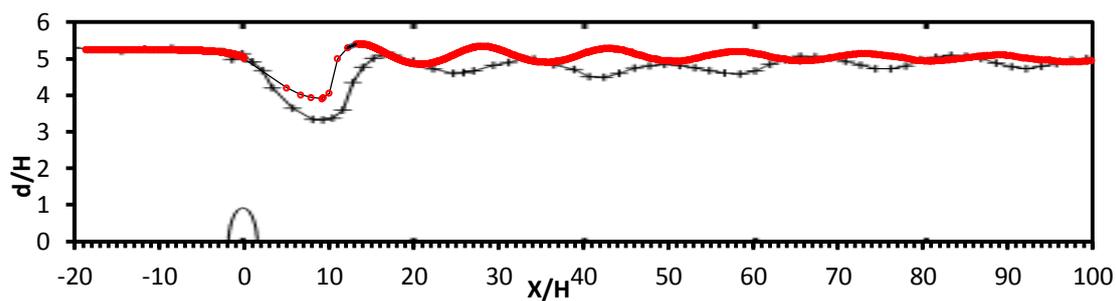


Figure (4.9) : Surface libre pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$. (●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

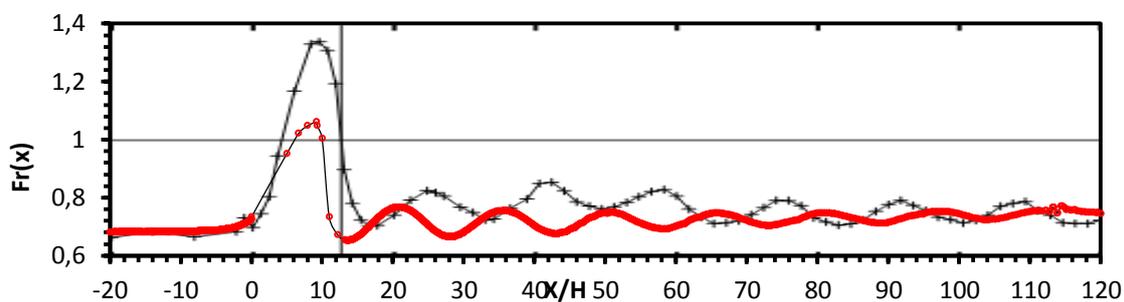


Figure (4.10) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$; (●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

4^{ième} cas : $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$

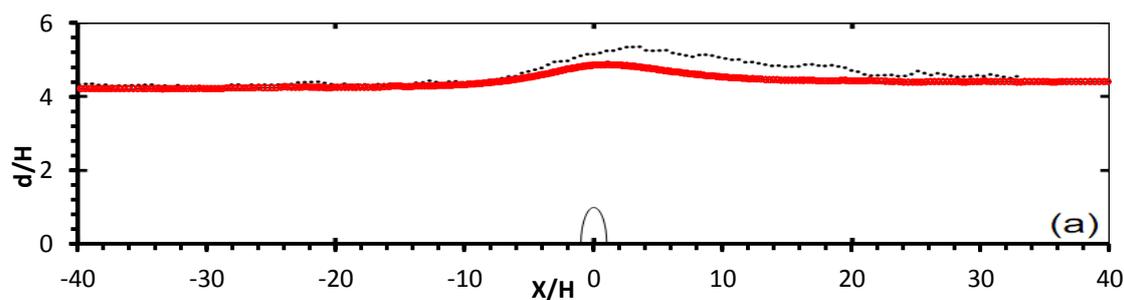


Figure (4.11) Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$. (●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

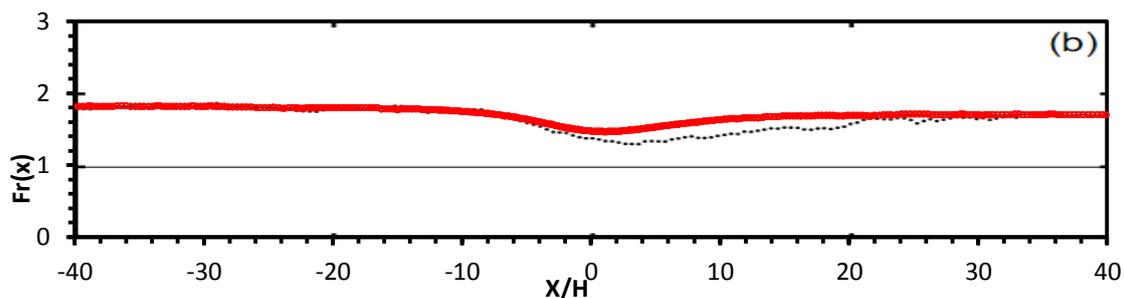


Figure (4.12) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$.

(●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

5^{ème} cas : $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$

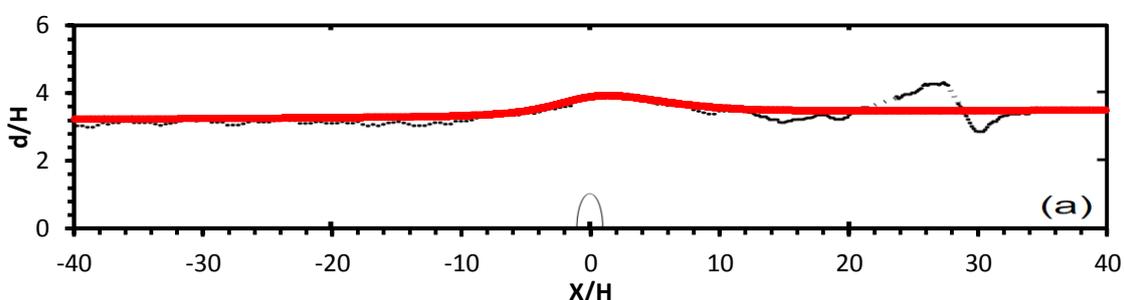


Figure (4.13) : Surface libre pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$. (●) : Expérimental [1],

(○) : présent travail

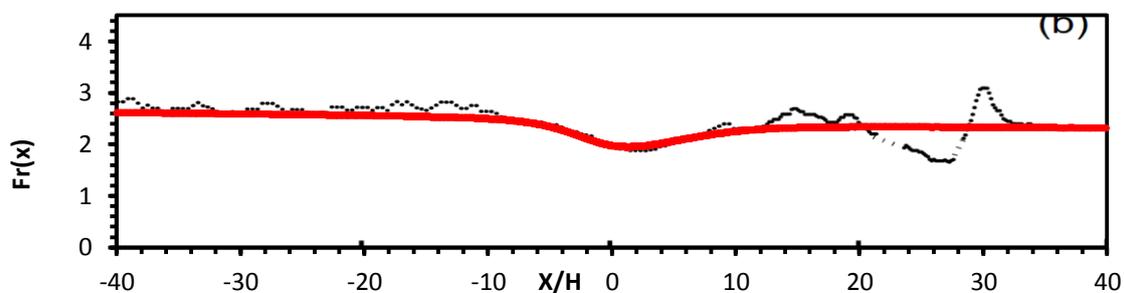


Figure (4.14) : Nombre de Froude local, $Fr_l(x)$ pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$.

(●) : Expérimental [1], (○) : présent travail

a) Commentaire

Le modèle numérique se comporte bien pour le première et le second cas de test et que les résultats expérimentaux et numériques du profil de la surface libre, figures (4.1,4.5), ainsi du champs de vitesses ; figure (4.3,4.4 ,4.7) sont très satisfaisants. Nous constatons que le modèle sous-estime la perturbation de la surface libre lorsqu'il s'agit d'un ressaut hydraulique ; figure (4.9, 4.13). Les erreurs des résultats

numériques ayant au moyenne une erreur de 8 % ,Gislain [55] considère des erreurs moins de 12% de la ligne d'eau comme acceptable donc on peut dire que notre modèle est validé et qu'on peut lancer nos simulations pour les autres types d'obstacles.

III- Cas d'un obstacle rectangulaire :

Ce qui concerne les autres types d'obstacle on n'a pas pu trouver des travaux expérimentaux pour valider nos résultats ; c'est pour cela on a conservé les mêmes conditions des simulations, en gardant le même pas du maillage utilisé en demi-cylindre pour établir le maillage des obstacles restants. Ensuite, on a vérifié l'efficacité de cette technique par une comparaison faite dans un écoulement monophasique.

a) Caractéristiques de l'expérience :

Nous basons ce cas test sur un travail expérimental [33]. L'obstacle a pour hauteur 0.0076m, le double pour sa longueur. Le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse d'entrée et la hauteur de l'obstacle, est de $5 \cdot 10^4$.les caractéristiques des différents paramètres de la simulation que nous avons employé à l'entrée sont représentés dans le tableau suivantes :

H (cm)	ρ	μ	R_{eob}	U_0	K	ε
1.7	1	$1.52 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^4$	4.47	$4 \cdot 10^{-5}$	$1.37 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4.1 : caractéristiques physiques et conditions aux limites de la simulation.

b) Résultats

La figure suivante représente les lignes de courant obtenues avec le modèle RNG.

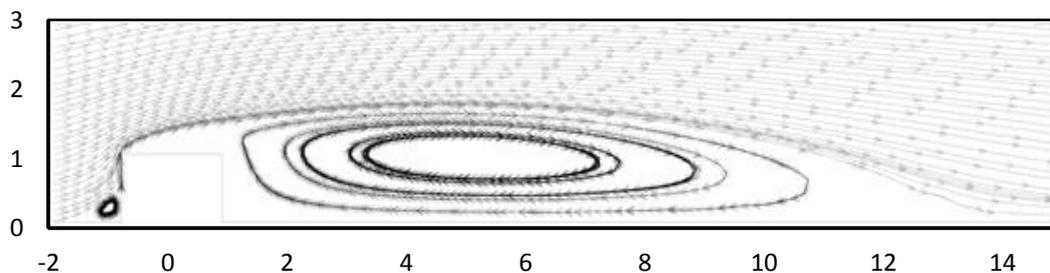


Figure (4.15) : lignes de courant autour du rectangle pour le modèle RNG, présent travail.

Nous comparons dans un premier temps les différentes longueurs de recirculations obtenues avec le model RNG (tableau 4.2). On remarque que Le modèles se comporte mieux. La différence entre les modèles RNG et les résultats expérimentaux étant assez faible.

	expérience	RNG
Longueur de la recirculation aval	10 H	10.5 H
Hauteur de la recirculation aval	0.65 H	0.59 H
Longueur de la recirculation amant	H	0.95 H

Tableau 4.2 : comparaison des longueurs des recirculations pour l’écoulement au-dessus du rectangle 2D.

En amont d’obstacle, la comparaison du modèle RNG à l’expérience est satisfaisante ,loin de l’obstacle ,le profil de la vitesse simulé né pas en accord avec les résultats expérimentales.la justification de ce désaccord ,est l’ absence des données sur la rugosité du fond du canal , figure (4.16).

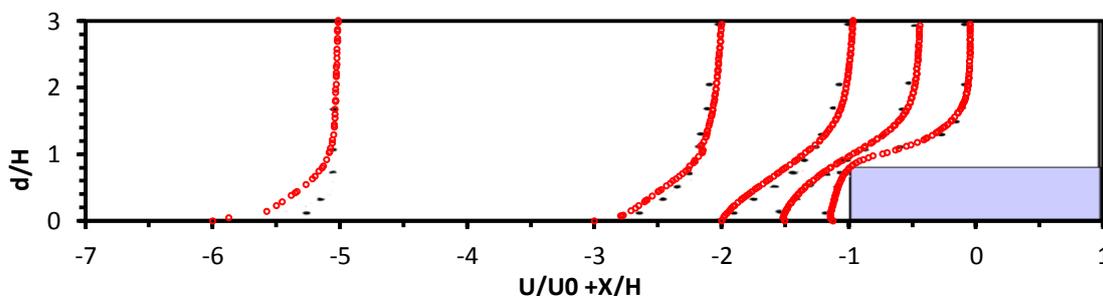


Figure (4.16) : comparaison de la vitesse longitudinale en amont du rectangle ;
 (●) :Résultats expérimentales [33], (○) : Résultats RNG.

Pour la zone de l'écoulement directement au-dessus de l'obstacle, figure (4.17), la pénétration de la recirculation principale au-dessus de l'obstacle est respectée. Par contre, le modèle surestime la valeur de la composante horizontale de la vitesse, cette différence est justifiée par le rapport d'aspect β , où l'auteur a employé un rapport $\beta = 0.5$.

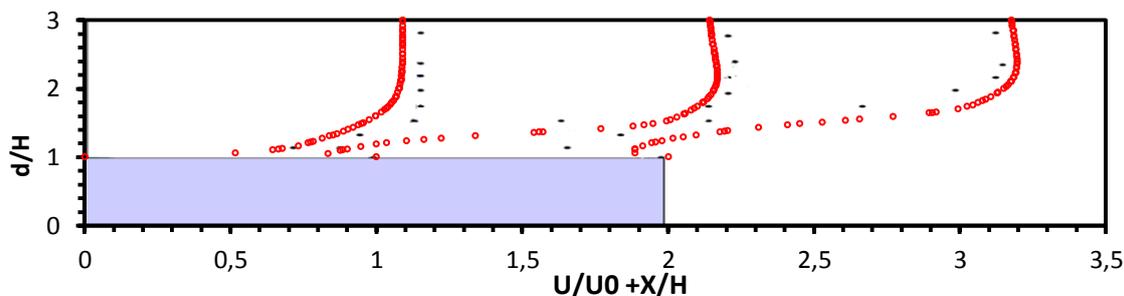


Figure (4.17) : comparaison de la vitesse longitudinale au-dessus du rectangle : (●) : Résultats expérimentales [33], (○) : Résultats RNG.

En aval du rectangle figure (4.18), les profils de vitesse sont meilleurs pour le modèle RNG ; la couche limite se redéveloppe correctement pour des abscisses supérieures à $12.5 H$. À noter que par rapport à l'expérience, l'extension verticale de la recirculation est moins importante.

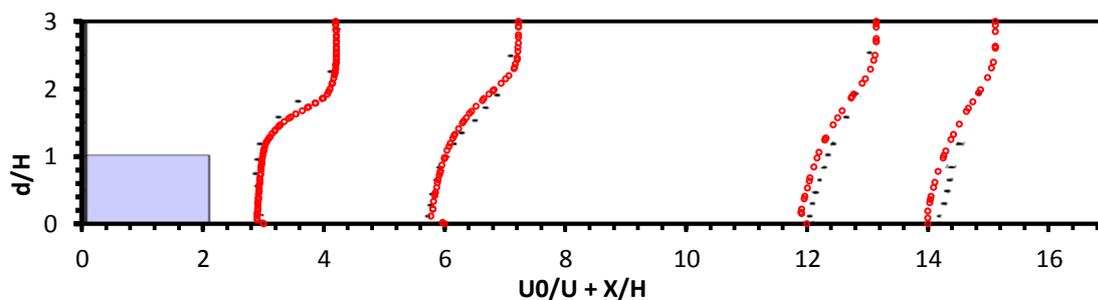


Figure (4.18) : comparaison de la vitesse longitudinale en aval du rectangle : (●) : Résultats expérimentales [33], (○) : Résultats RNG.

Nous pouvons conclure pour ce cas de test que les résultats fournis par le modèle RNG sont satisfaisants et que la technique que nous avons employée pour établir le maillage en gardant le même pas que le demi-cylindre se défend.

IV- Profils de surface libre

Dans cette partie du chapitre, on présente les profils des surfaces libres obtenue par la simulation numérique. L'amplitude des déformations de ces derniers est analyse pour les différent formes d'obstacle et dans le les mêmes points de fonctionnement $\{Fr_0, \alpha\}$.

a) Etat de base souscritique :

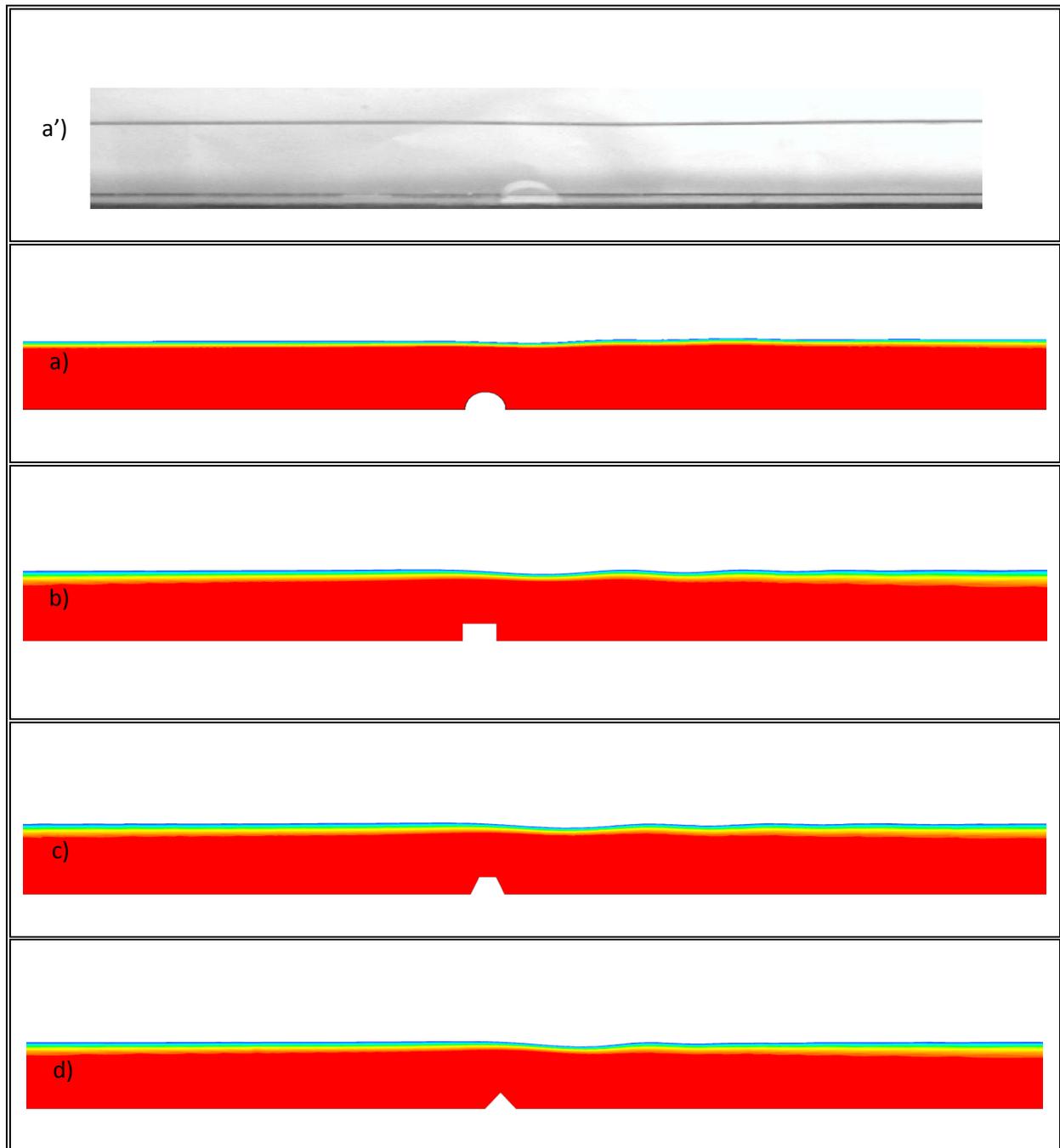


Figure 4.19 : détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute [1];(a,b,c,d), présent travail ;pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$.

Dans ce régime d'écoulement, la surface libre comporte une dépression au voisinage et en aval d'obstacle Figure (4.20), cette dernière dépend de la forme de l'obstacle. Sa profondeur l_a est plus importante pour les types b, c et d $0.28 H$ et $0.06 H$ pour le demi-cylindre. à cet point de fonctionnement, on ne distingue pas d'onde à la surface selon la classification de l'auteur [1], ce régime est nommé par le régime S_a , c'est le cas du demi-cylindre, contrairement aux autres obstacles, en remarque l'apparition d'une série d'ondes, on peut dire aussi que la classe de ce régime est S_b . Le nombre de Froude local est part tout inférieur à 1, ce qui montre le caractère souscritique de l'écoulement sur le long du canal figure (4.21).

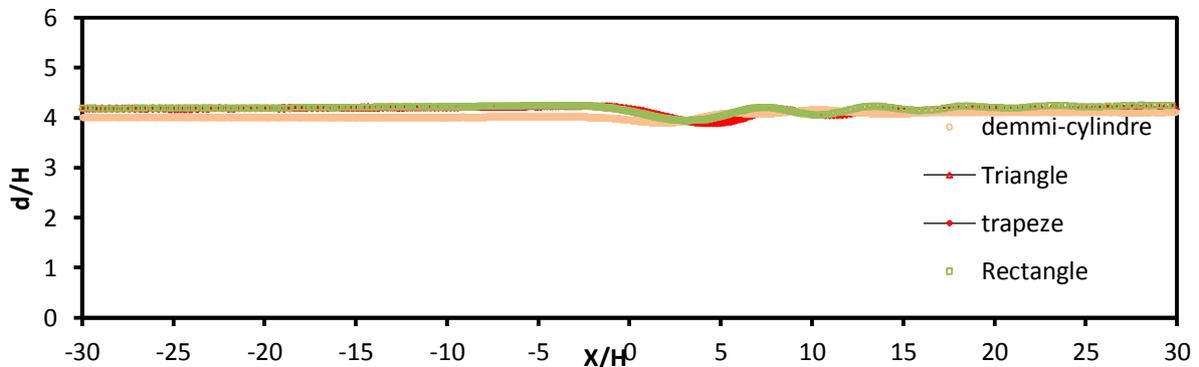


Figure (4.20) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. Présent travail

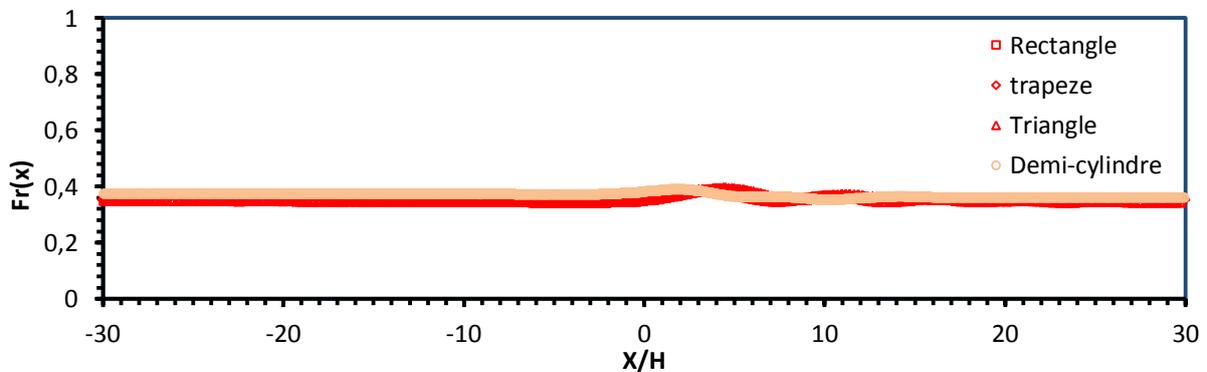


Figure (4.21) : nombre de Froude local pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$. Présent travail

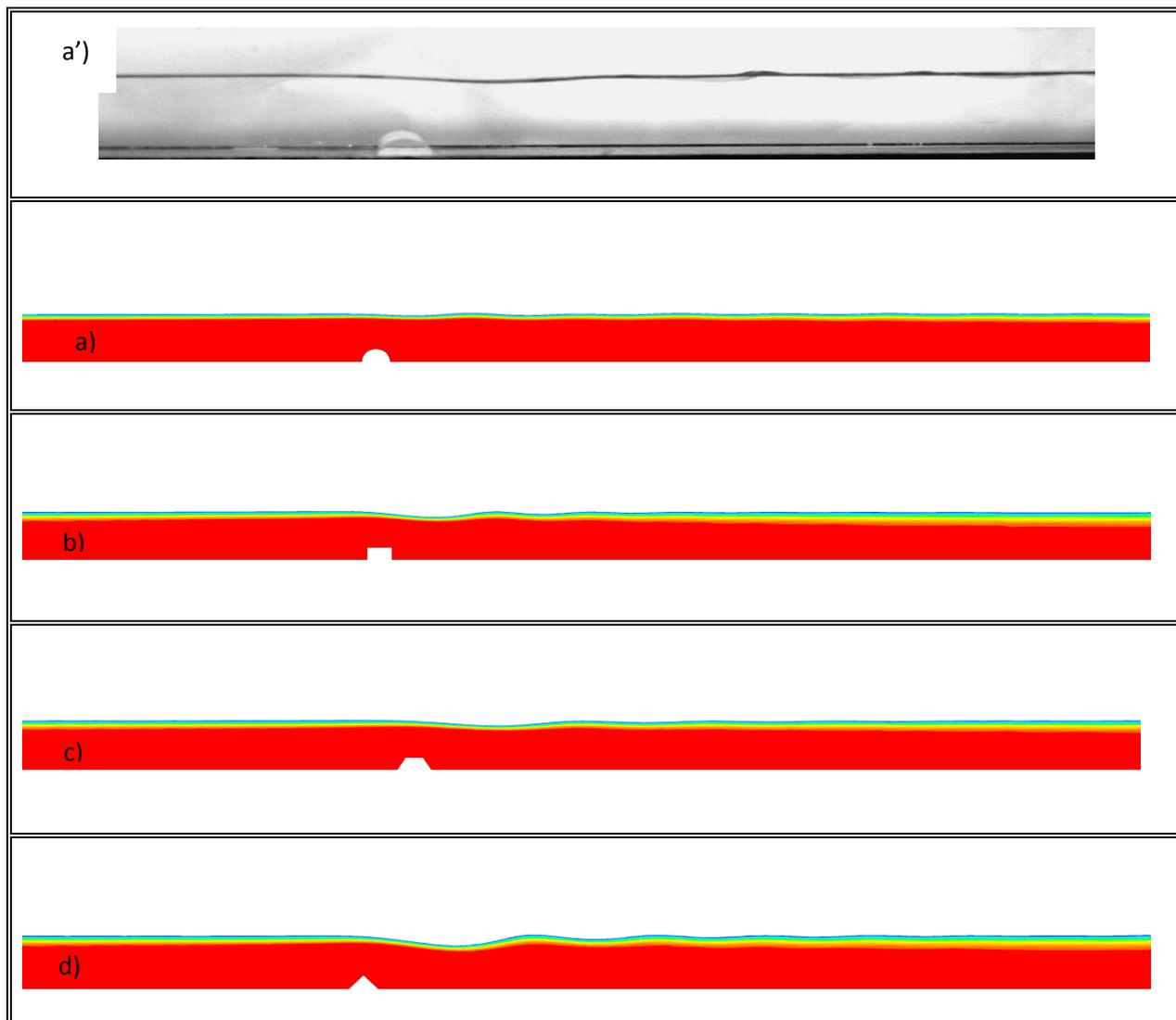


Figure (4.22) : détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute [1];(a,b,c,d), présent travail ;pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$

Lorsque les valeurs des paramètres $\{Fr_0, \alpha\}$ vaux 0.38 et 0.24 respectivement ;l'expérience a montré que le commencement de formation des ondes de surface dans le cas d'un obstacle demi-cylindrique et suivant la classification de l'auteur [1] ce régime dite S_b , l'apparition des ondes de surface en aval ,caractérise tous types d'obstacles utilise et la modification de la surface libre est plus importante d'un type a un autre figure (4.23).Le régime local d'écoulement reste toujours souscritique le long du canal ,figure (4.24).

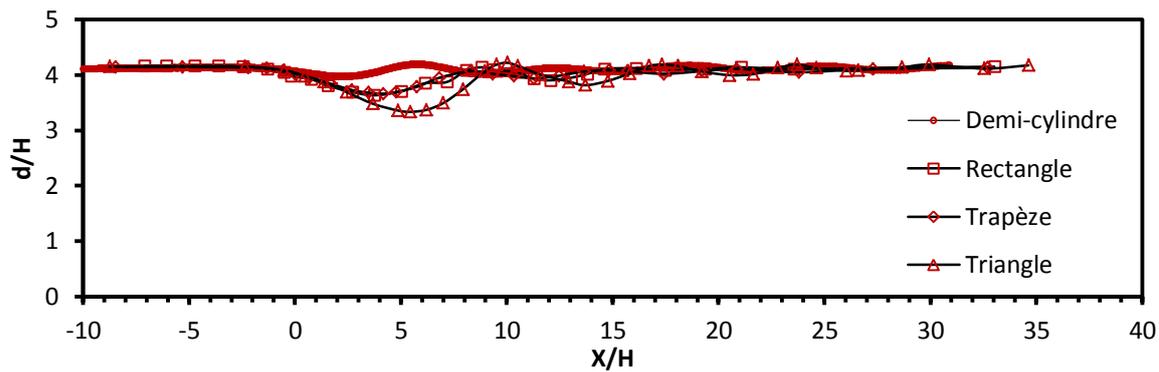


Figure (4.23) : Surface libre pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$. Présent travail

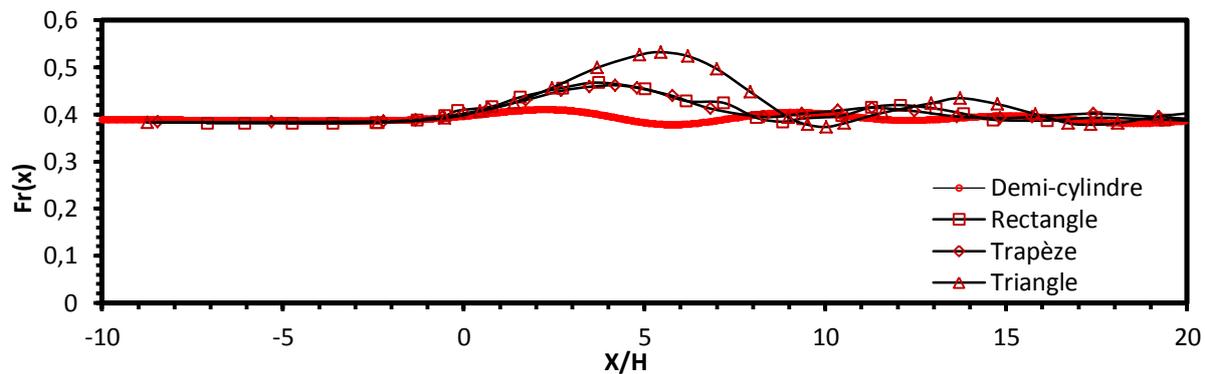


Figure (4.24) : nombre de Froude local pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$. Présent travail

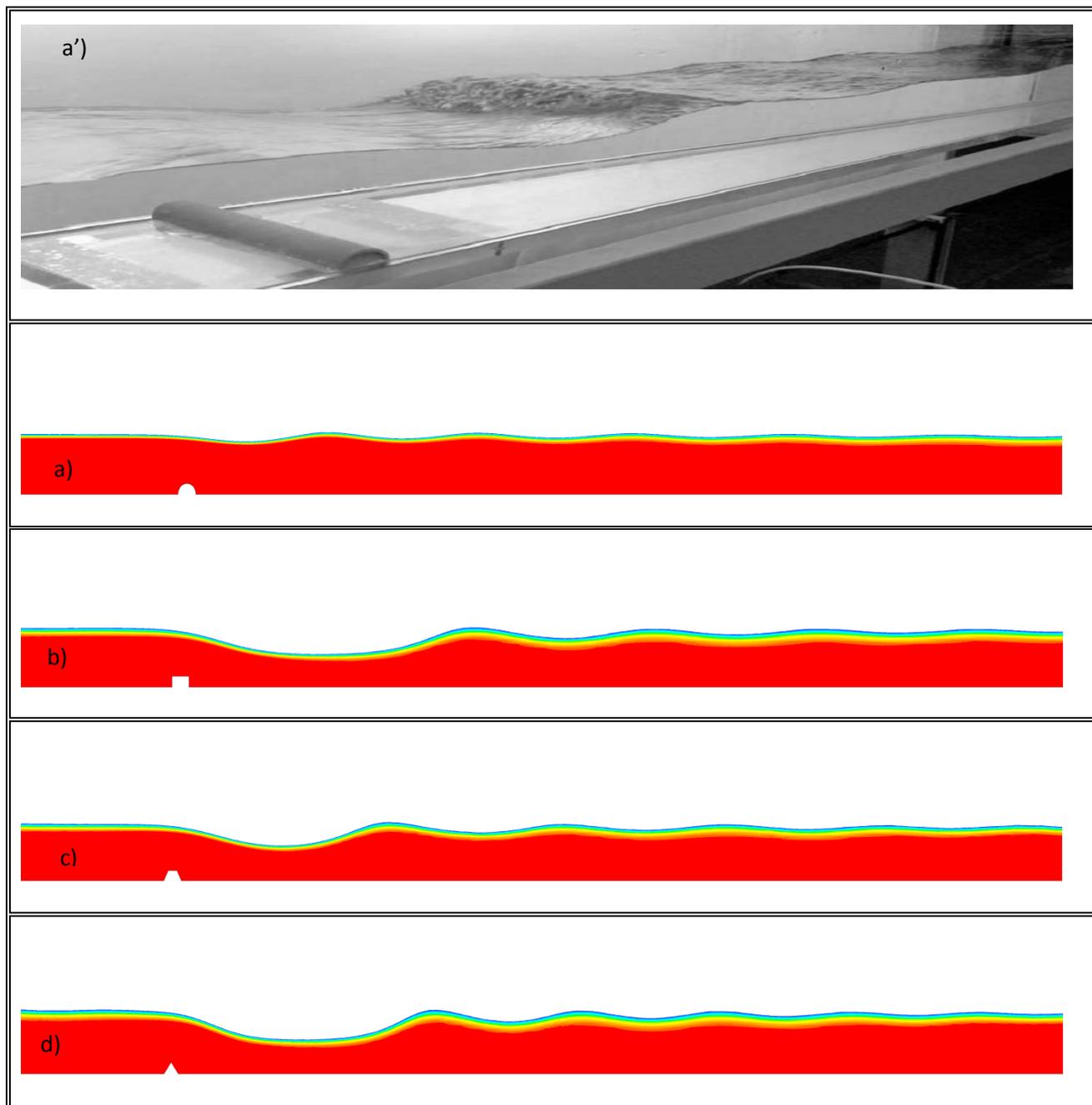


Figure (4.25) : détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute [1];(a,b,c,d), présent travail ;pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$

Lorsque le nombre de Froude augmente la modification de la surface libre sera plus importante et l'amplitude de la dépression en aval des obstacles est plus grande. Pour le point de fonctionnement des paramètres $\{Fr_0, \alpha\}$ vaux 0.62 et 0.18 respectivement, cette dépression qui explique la transition du régime origine d'une base souscritique $Fr < 1$ ver un régime supercritique $Fr > 1$ génère un ressaut hydraulique figure (4.27) .la classification de Franc pour ce type d'écoulement est le régime S_c .

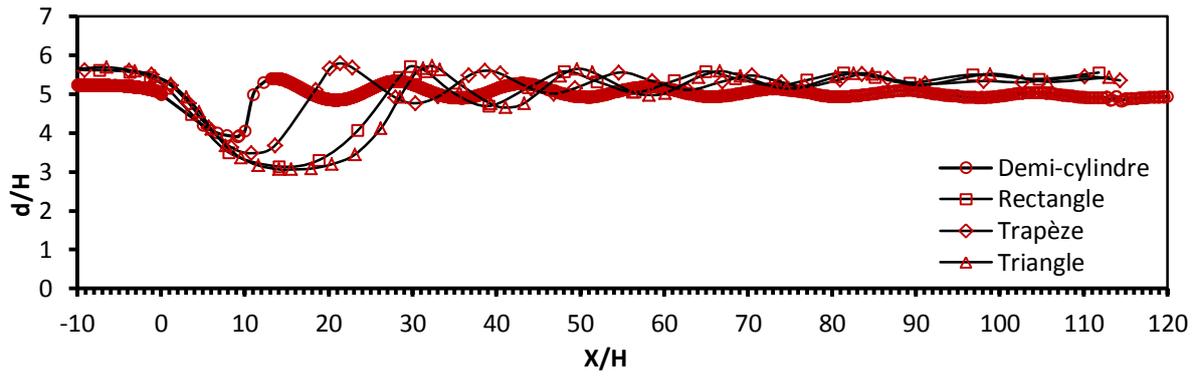


Figure (4.26) : Surface libre pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$. Présent travail

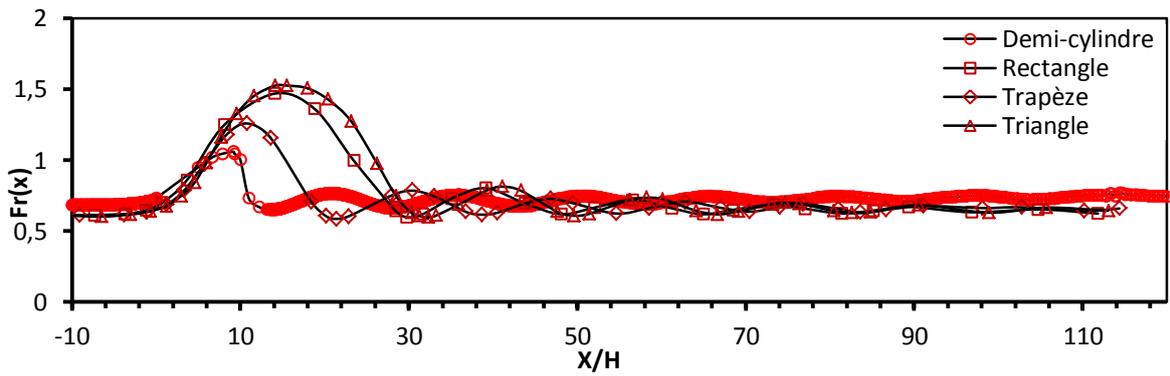


Figure (4.27) : nombre de Froude local pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$.

Présent travail .

b) État de base supercritique :

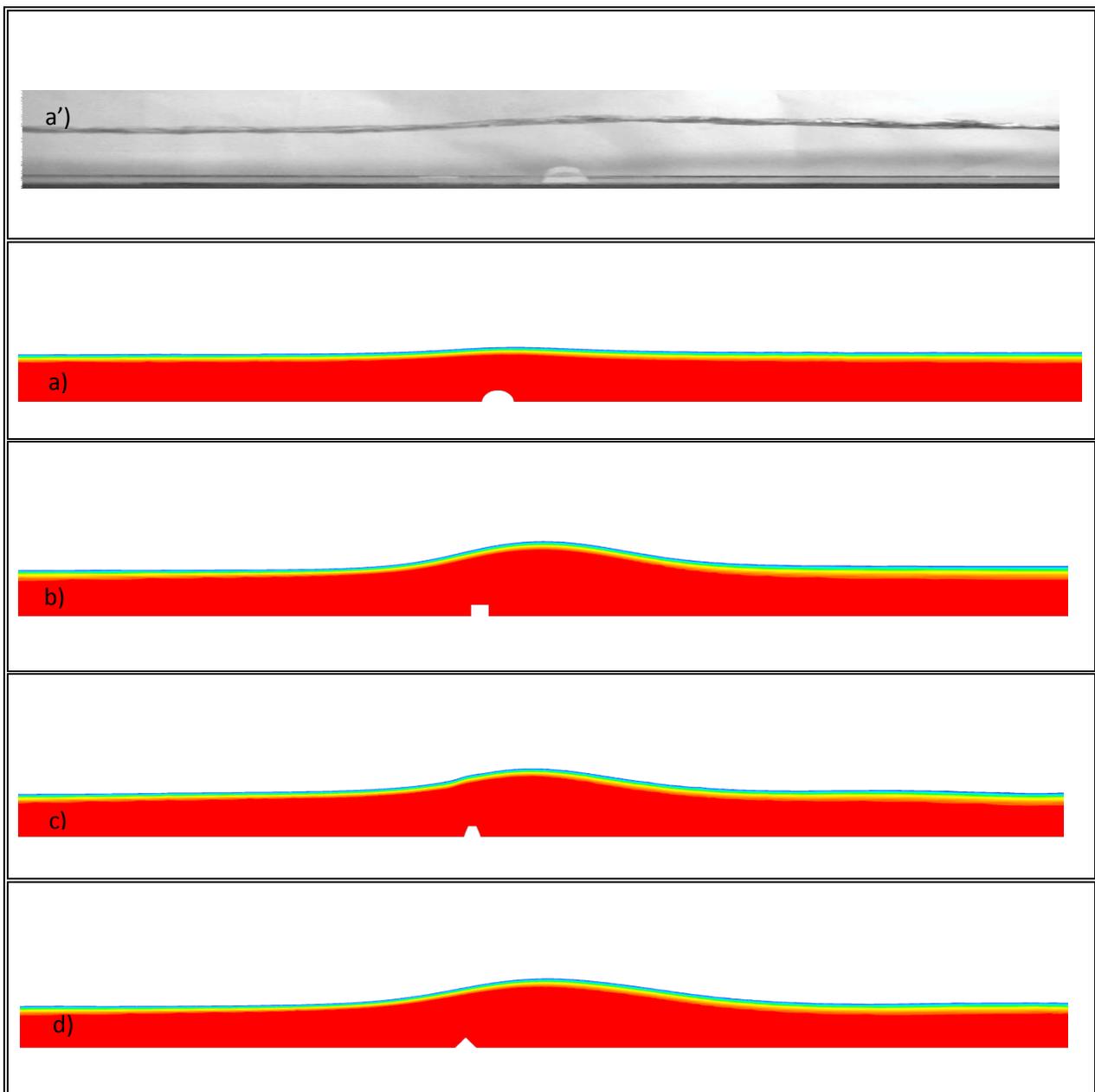


Figure (4.28) : détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute [1];(a,b,c,d), présent travail ;pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$

Les valeurs du nombre de Froude local, $Fr(x)$ figure (4.30) montrent que l'écoulement est supercritique dans tout le canal dans le cas d'un obstacle demi-cylindrique donc c'est le régime S_a et dans la même figure en remarque une transition du régime de base supercritique vers un régime souscritique pour les autres types d'obstacle ensuite il demeure d'être supercritique après une certaine distance. L'expérience a montré que cette transition est remarqué dans le cas d'un demi-cylindre

quand les paramètres $\{Fr_0, \alpha\}$ vaux 1.73 et 0.45 respectivement et qu'elle est caractérisée par un train de ressauts tridimensionnels en amont et en aval de l'obstacle figure (4.31), ce régime est dite S_e . En outre, on distingue, sur la figure (4.30), que la surface libre présente une surélévation au-dessus de l'obstacle et qu'elle devienne plus importante dans le sens d'écoulement et quelle varie selon le type d'obstacle.

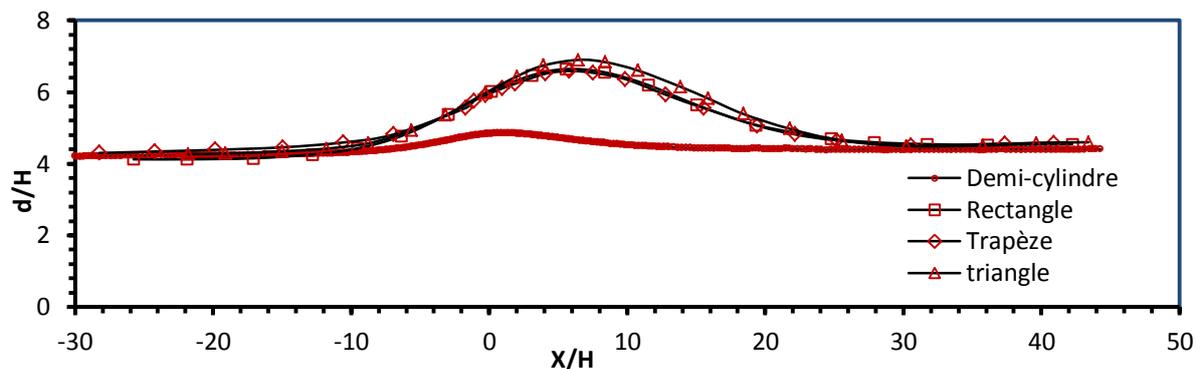


Figure (4.29) : Surface libre pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$. Présent travail

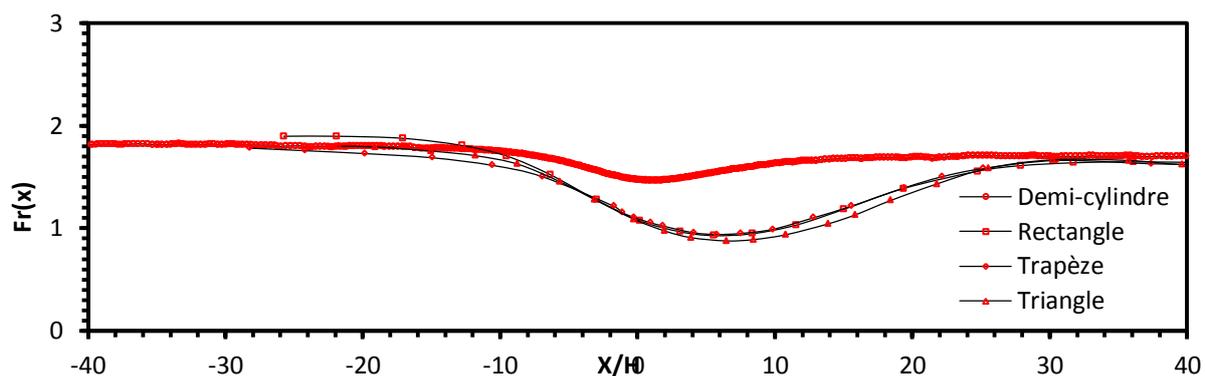


Figure (4.30) : nombre de Froude local pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$. Présent travail

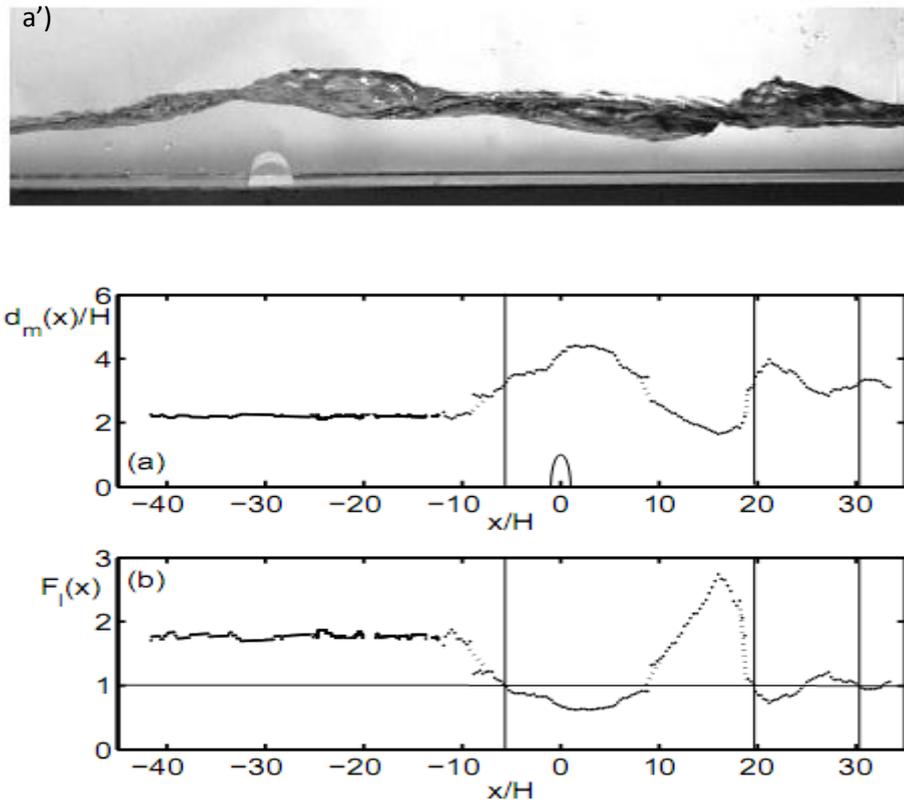


Figure (4.31) : régime S_e dans le cas d'un demi cylindre, pour $\alpha = 0.45$ et $F_0 = 1.73$,
 (a') ,image ombroscopique ,(a) profil de la surface libre,(b) nombre de Froude
 local $F_r(x)$ [1].

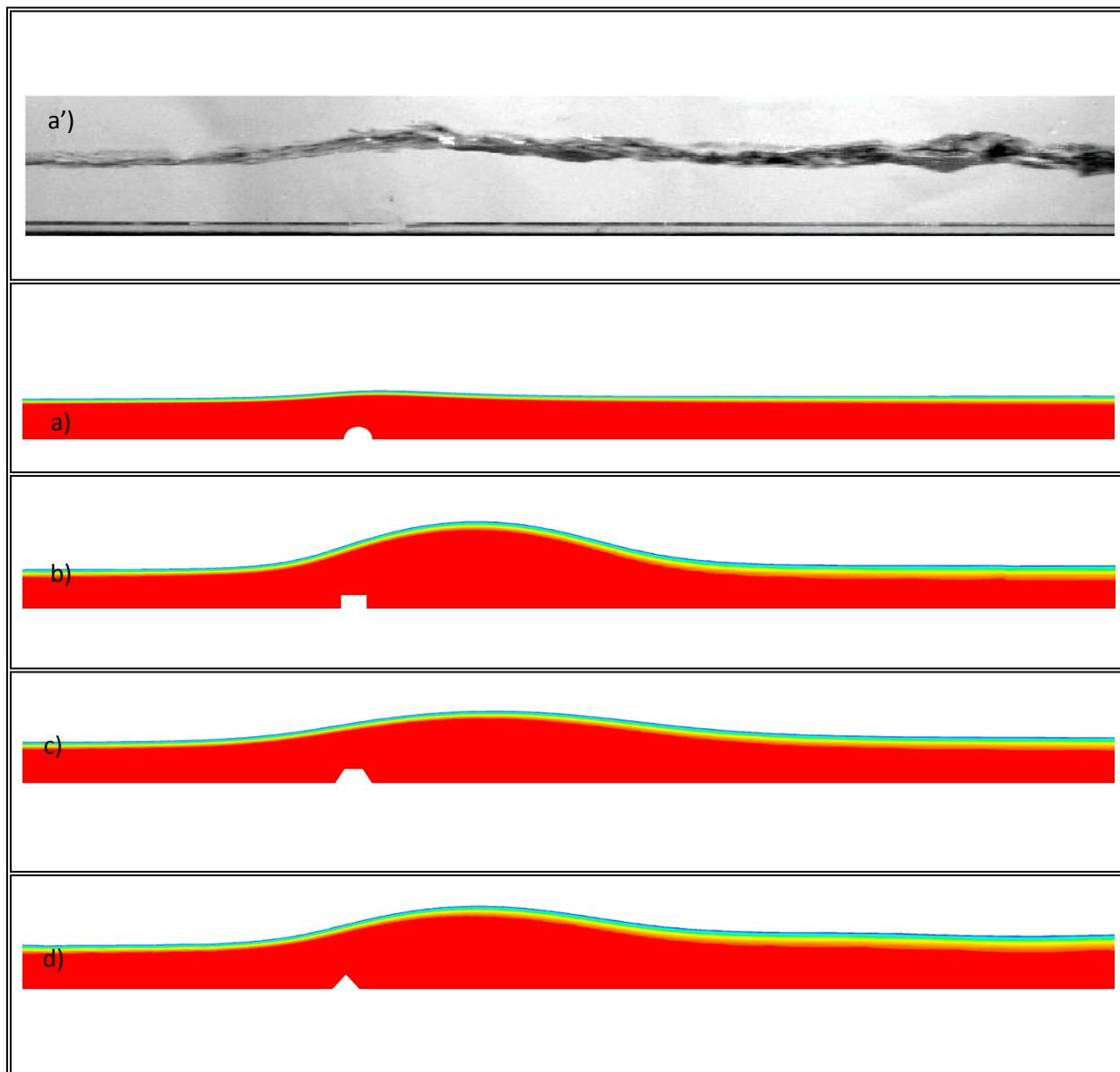


Figure (4.32) : détection de la position de la surface libre : (a'), image ombroscopique brute [1];(a,b,c,d), présent travail ;pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$

Lorsque le nombre de Froude devient plus grand, l'écoulement devient tridimensionnel figure (4.32.a'), la surface libre est très perturbée de plus l'écoulement reste supercritique dans tout le canal figure (4.34), c'est le régime S_b selon la classification de Franc .sauf dans le cas d'un obstacle rectangulaire ou en remarque que la transition du régime S_e vers le regime S_b n'est pas encore abouti.

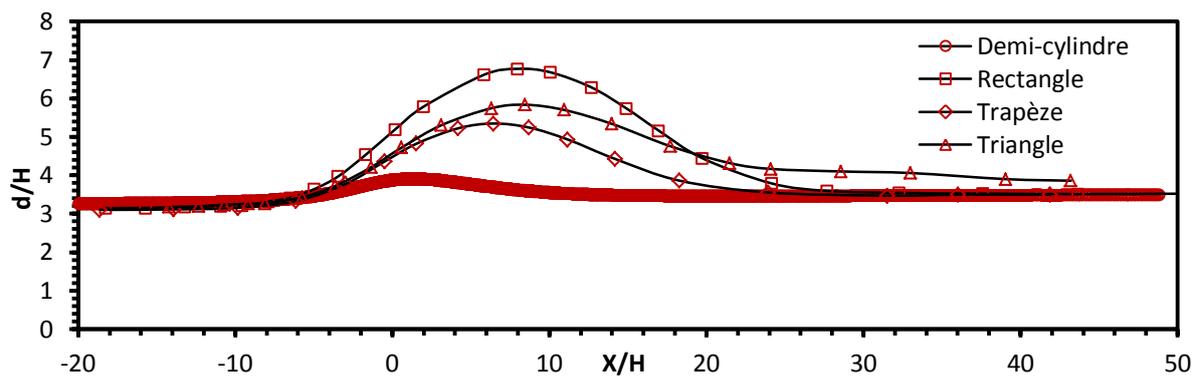


Figure (4.33) : Surface libre pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$. Présent travail

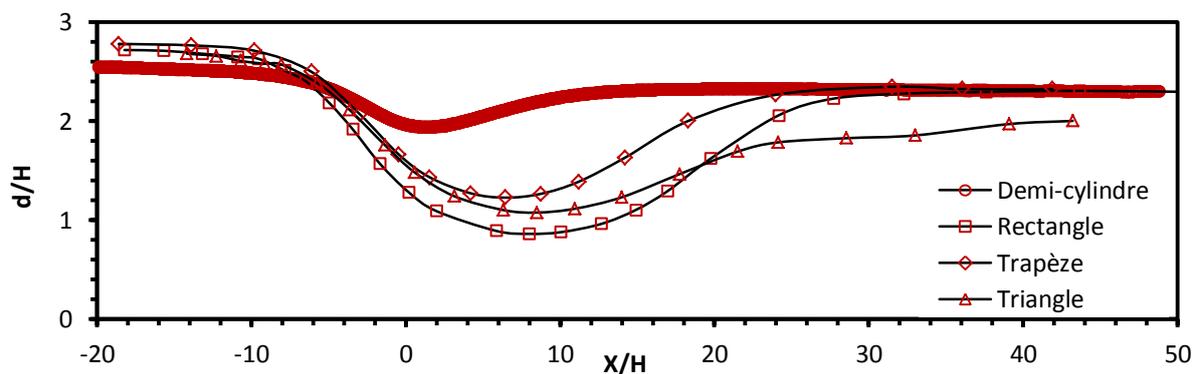


Figure (4.34) : nombre de Froude local pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$.

Présent travail

c) Influence des paramètres sur l'évolution de la surface libre :

Dans ce paragraphe, nous étudions l'évolution de la surface libre en fonction des paramètres $\{Fr_0, \alpha\}$ et la forme de l'obstacle. En particulier, ce travail a pour but d'analyser le changement de la dépression situé juste en aval de l'obstacle lorsque la transition du régime T1 vers le régime T2 est franchie dans un écoulement ayant une base souscritique $Fr_0 < 1$, et la surélévation dans un écoulement supercritique $Fr_0 > 1$.

L'objectif est, ici, de déterminer quelle est l'influence des paramètres sur l'amplitude L_a et la longueur L_l de la dépression lorsque $Fr_0 < 1$ et la surélévation lorsque $Fr_0 > 1$.

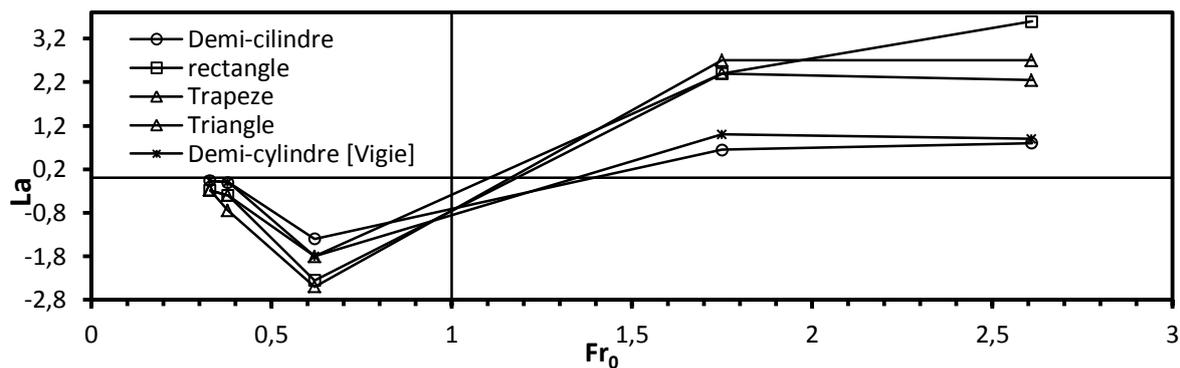


Figure (4.35) : Evolution de l'amplitude L_a en fonction de nombre de Froude de base Fr_0 pour les différents obstacles.

La figure (4.35) montre que l'évolution de l'amplitude L_a en fonction du nombre de Froude se divise en trois intervalles. Le premier intervalle lorsque $Fr_0 < 1$, l'amplitude L_a est inversement proportionnelle avec le nombre de Froude et quelle diffère selon la forme d'obstacle employé, quel que soit la forme de l'obstacle. Il faut noter que le nombre des simulations effectuées (trois), n'était que pour le but de voir si le comportement de L_a est uniforme en cas d'un obstacle de forme différente du demi-cylindre.

Le deuxième intervalle $1 < Fr_0 < 1,75$, L_a augmente au fur et à mesure en fonction du nombre de Froude Fr_0 , cet intervalle est limité pour certains auteurs [11] par un nombre de Froude entre $1 < Fr_0 < 1,39$, figure (1.10). Le même auteur [11] a étudié l'influence de l'angle d'incidence sur la surface libre et il est plus important quand l'angle augmente ce qui justifie le cas du rectangle.

Le troisième intervalle $Fr_0 > 1,75$, L_a est inversement proportionnelle avec le nombre de Froude.

La figure (4.36) montre que la relation entre la longueur L_l et le nombre de Froude se partage en deux intervalles. Pour $Fr_0 < 1,75$, il existe une proportionnalité entre le nombre de Froude et la longueur L_l .

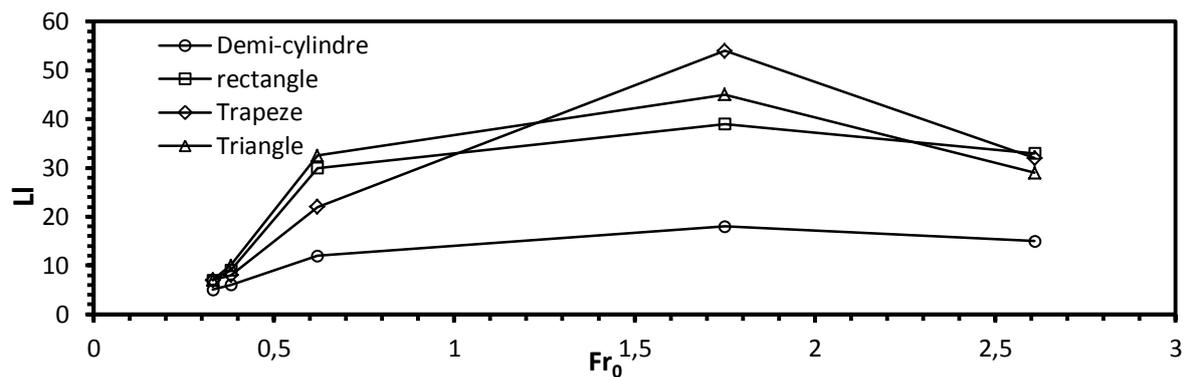


Figure (4.36) : Evolution de l'amplitude L_l en fonction de nombre de Froude de base Fr_0 pour les différents obstacles.

V- Profils de vitesses longitudinales :

Les profile de vitesses longitudinales sont représentés pour les différents points de fonctionnements $\{Fr_0, \alpha\}$, dans cette partie de chapitre en vas comparer le comportement de l'écoulement aux même point de fonctionnement pour les différents types d'obstacle.

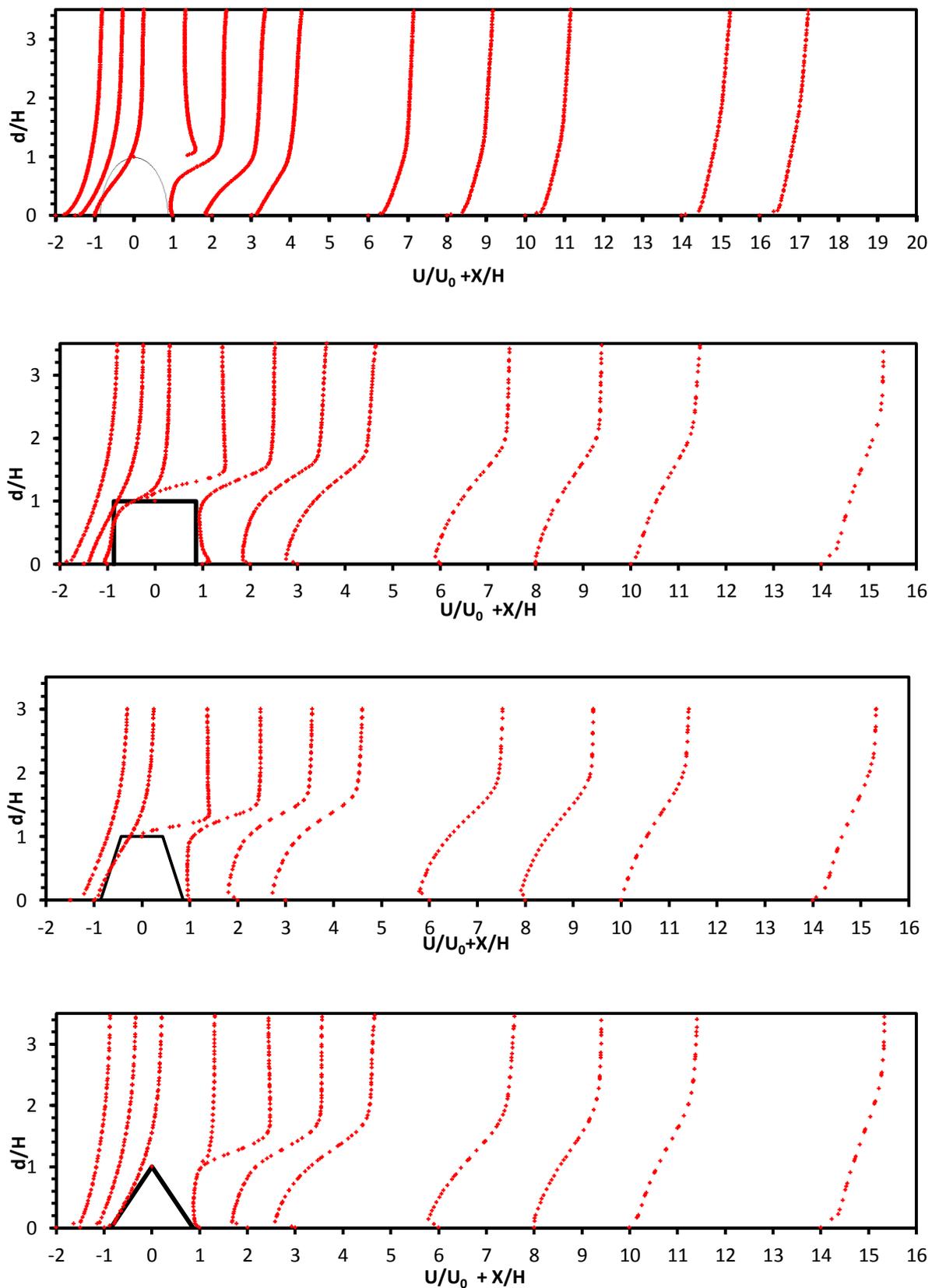


Figure (4.37) : vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 0.33$, présent travail

a) En amont d'obstacles

La figure (4.37) montre que, lorsque Le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse d'entrée et la hauteur de l'obstacle, est de 4780 les profils de vitesses longitudinales à une distance de $X/H = -2$ sont identiques aux profils qui se trouvent à une distance de $\frac{X}{H} = \{8,10,14,16\}$ dans le cas d'un demi-cylindre, ce qui signifie que l'écoulement n'est pas dérangée par la présence de l'obstacle (écoulement pleinement développée), cet caractéristique se voit aux même temps sur la surface pour un régime souscritique de classe S_a selon la classification de son auteur [1]. Juste en amont, à $\frac{X}{H} = -1$ l'écoulement et sous l'effet des obstacles de formes demi-cylindrique et rectangulaire l'écoulement est perturbé, les profils de vitesses à cet endroit montrent l'existence de deux zones différentes, une proche du fond où le sens des vecteurs de vitesses est opposé à celui de l'écoulement moyen et l'autre loin du fond où l'écoulement s'accélère. Dans le cas du trapèze l'écoulement local est moins perturbé ; il n'y a pas de deux zones de distances différentes, ce qui montre l'effet de la forme de l'obstacle opposée à l'écoulement ce qui est traduit par l'influence du coefficient de traînée dans cette zone.

b) Au-dessus d'obstacles

Dans ce cas la section mouillée diminue et une accélération de l'écoulement est observée. Les valeurs maximales de la vitesse longitudinale sont observées généralement juste à l'proximité de la crête de l'obstacle. Ce quand peut dire aussi, dans le cas du rectangle où d'un trapèze, qu'il existe un écoulement à sens inverse.

c) En aval d'obstacles :

En aval, l'écoulement est très perturbé, la figure (4.37) montre que les profils de vitesses longitudinales ne se ressemblent plus, par exemple, dans le cas d'un demi-cylindre, l'écoulement ne se régénère qu'après une distance de $X/H = 6$ dans le premier point de fonctionnement .Juste en aval, les profils de vitesses sont plus déformé et la dimension de la zone de sens inverse augmente dans les deux sens vertical et longitudinale par rapport à ce qui se passe en amont. On observe aussi que cette zone est en fonction de la forme de l'obstacle.

La figure (4.38) et (4.39) lorsque Re_{obs} vaux 5390 et 10175 respectivement, montre que la zone de l'écoulement inverse où de recirculation diminue en fonction du Re_{obs} quel que soit la forme de l'obstacle, au-delà la dimension de cette dernière augmente avec l'augmentation du Re_{obs} , figure (4.40) et (4.41).

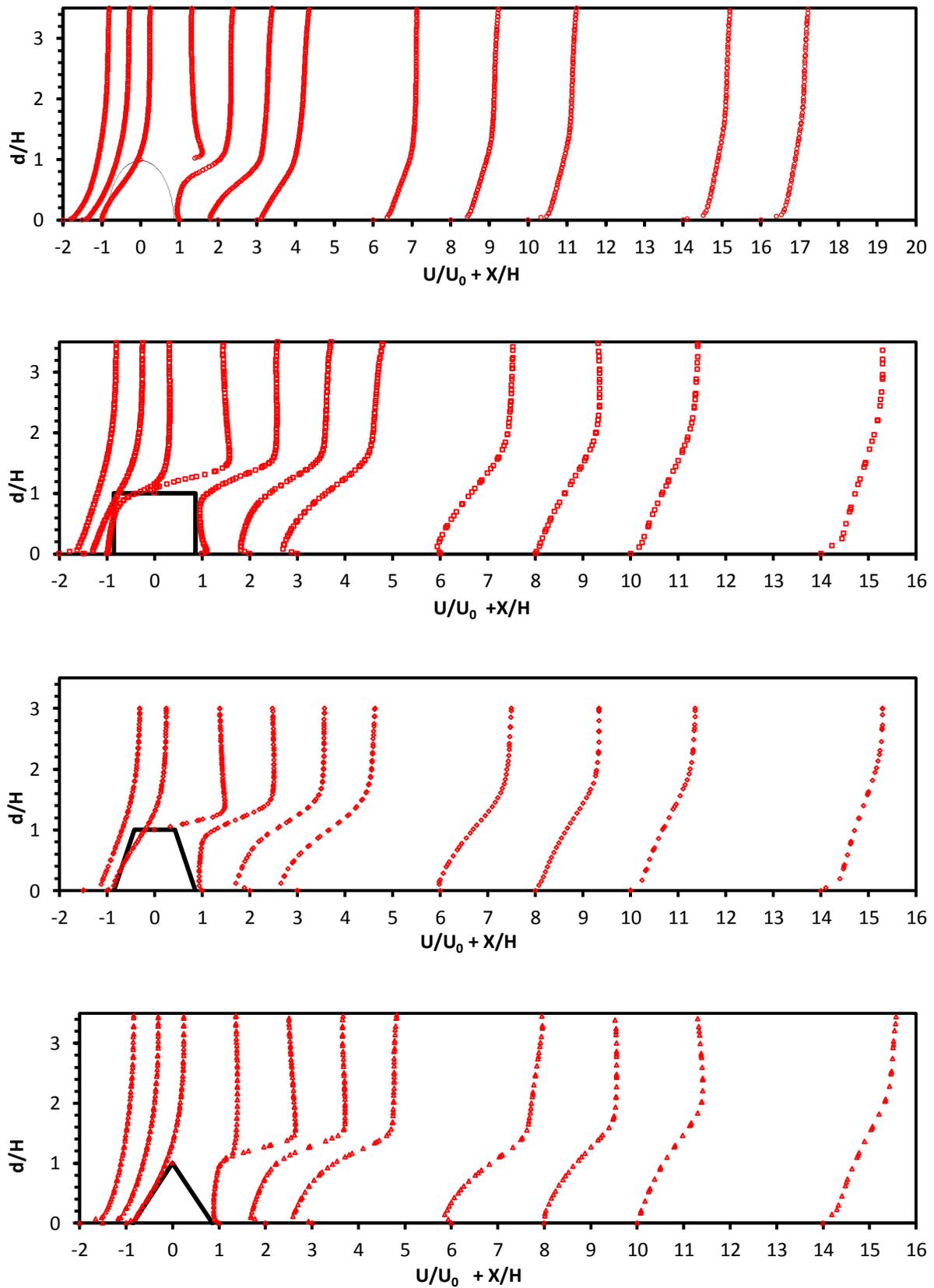


Figure (4.38) : vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.24$ et $Fr_0 = 0.38$, présent travail

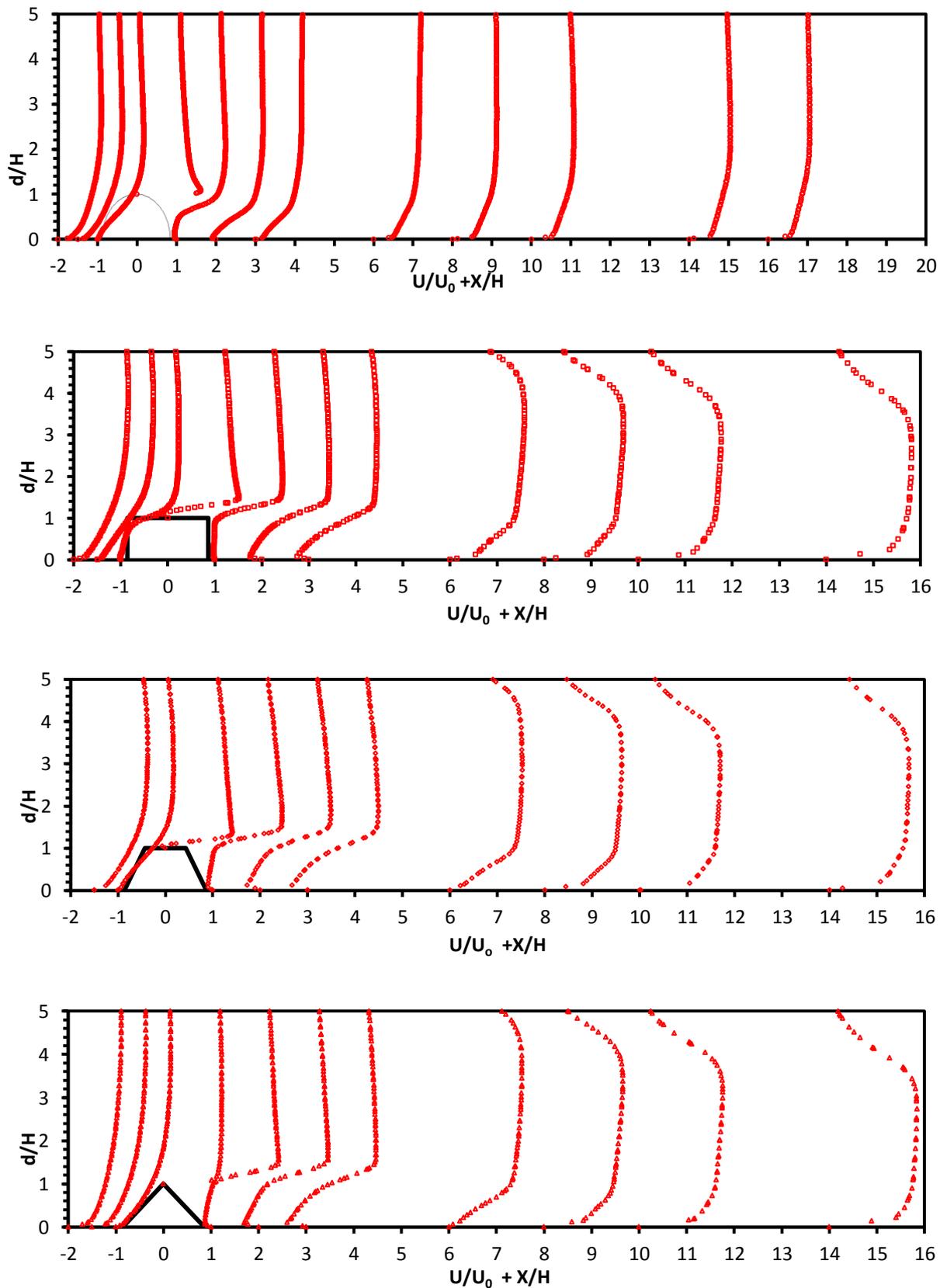


Figure (4.39) : vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.18$ et $Fr_0 = 0.62$, présent travail

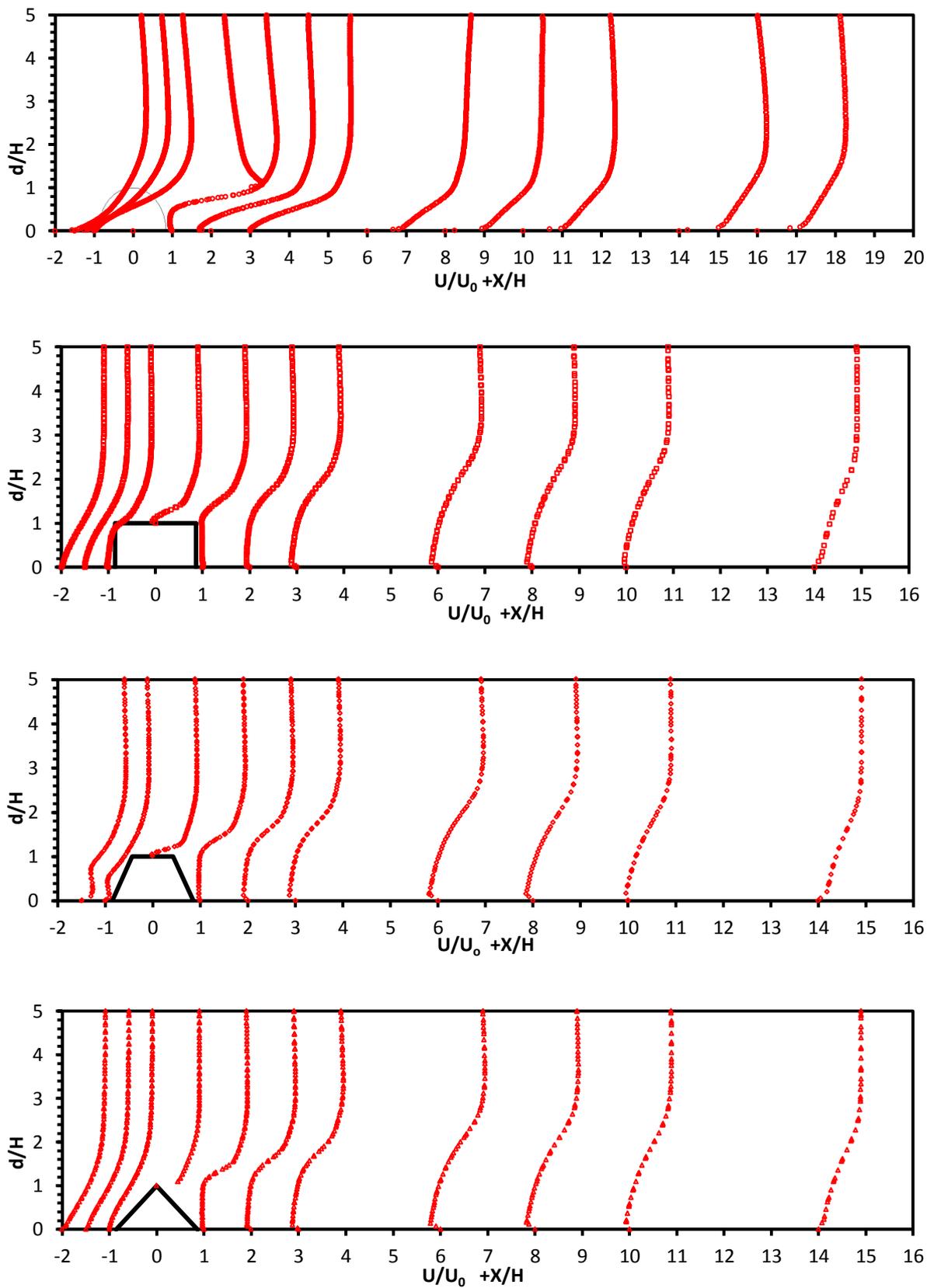


Figure (4.40) : vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.23$ et $Fr_0 = 1.75$, présent travail

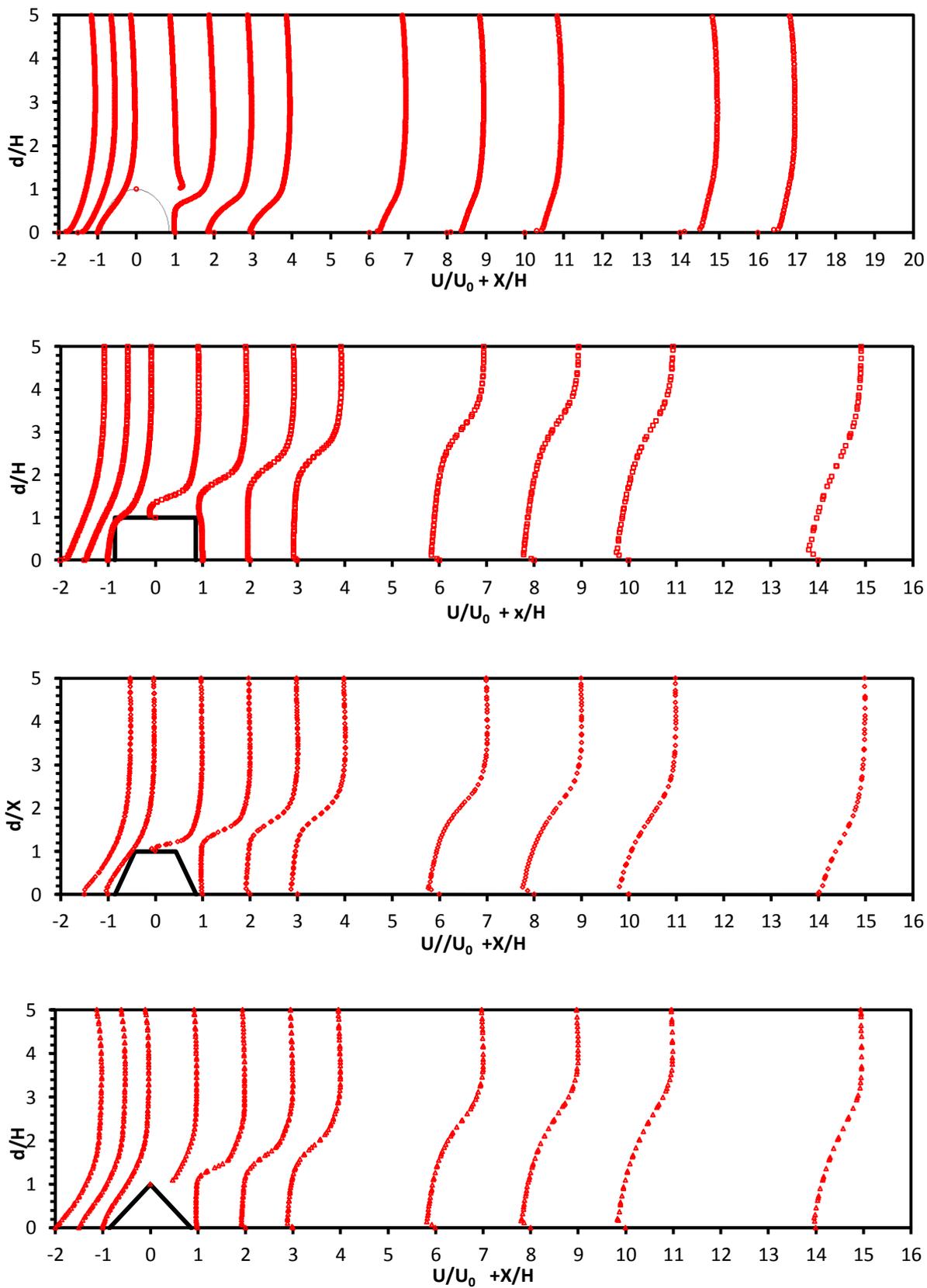


Figure (4.41) : vitesse longitudinale pour $\alpha = 0.31$ et $Fr_0 = 2.61$, présent travail

VI- Ligne de courant :

La présentation des lignes de courant permet de décrire la topologie des champs de vitesses, dans ce paragraphe, nous avons vue d'étudier l'évolution de la zone de recirculation en aval de l'obstacle pour deux raisons.

La zone de recirculation en aval représente une caractéristique commune des cas étudiés, quelle que soit le type d'obstacle ou régime d'écoulement et ce qu'on n'a pas pour la zone de recirculation en amont où au-dessus des obstacles.

Vérifier s'il y a lieu d'une relation entre la zone de recirculation aval et la déformation de la surface libre.

Pour ce faire, on a étudié la variation de R_x (longueur de la zone de recirculation) et r_a (épaisseur de la zone de recirculation) en fonction de l'amplitude L_a et la longueur de déformation L_l de la surface libre.

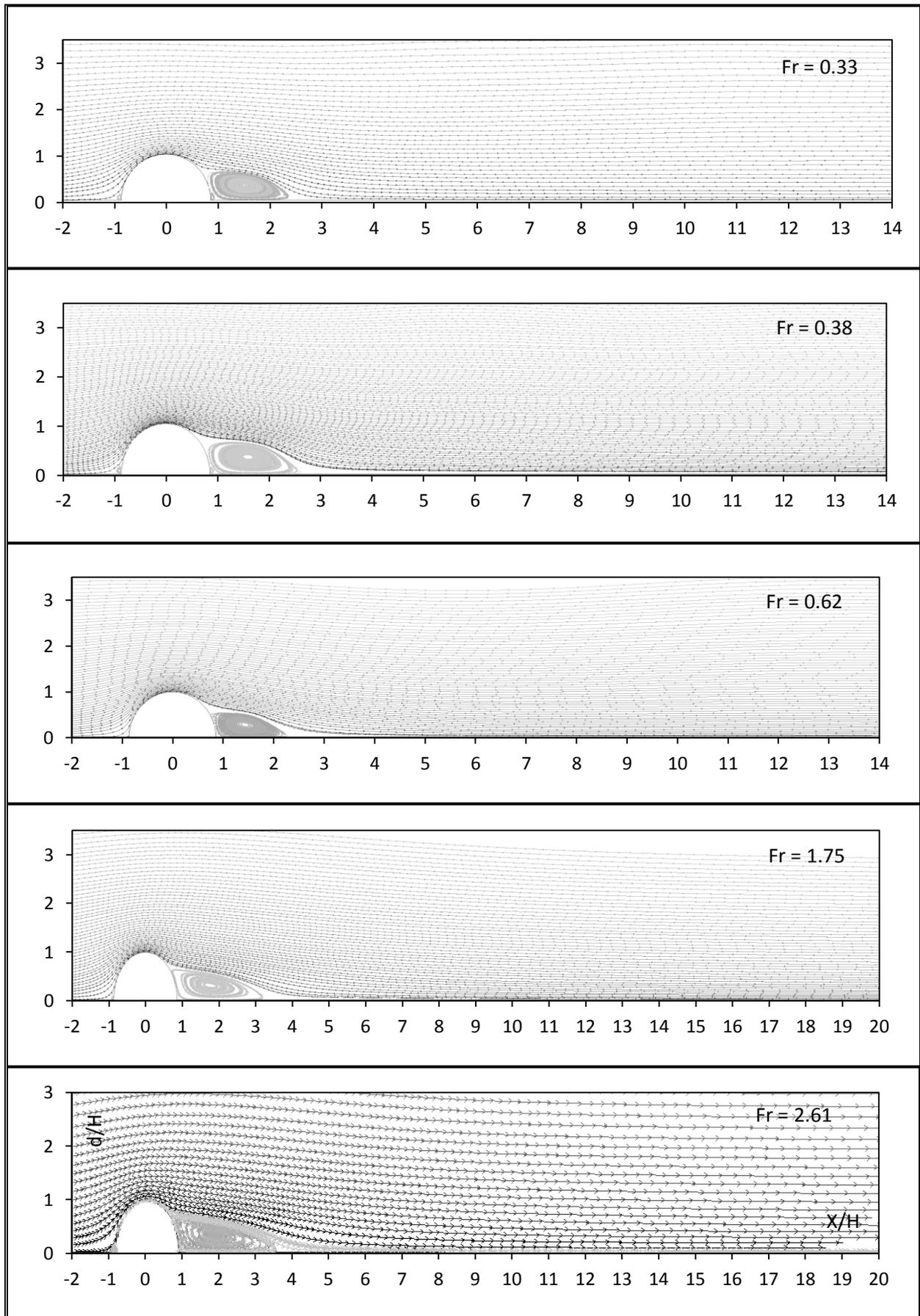


Figure (4.42) : lignes de courant autour du demi-cylindre, présent travail.

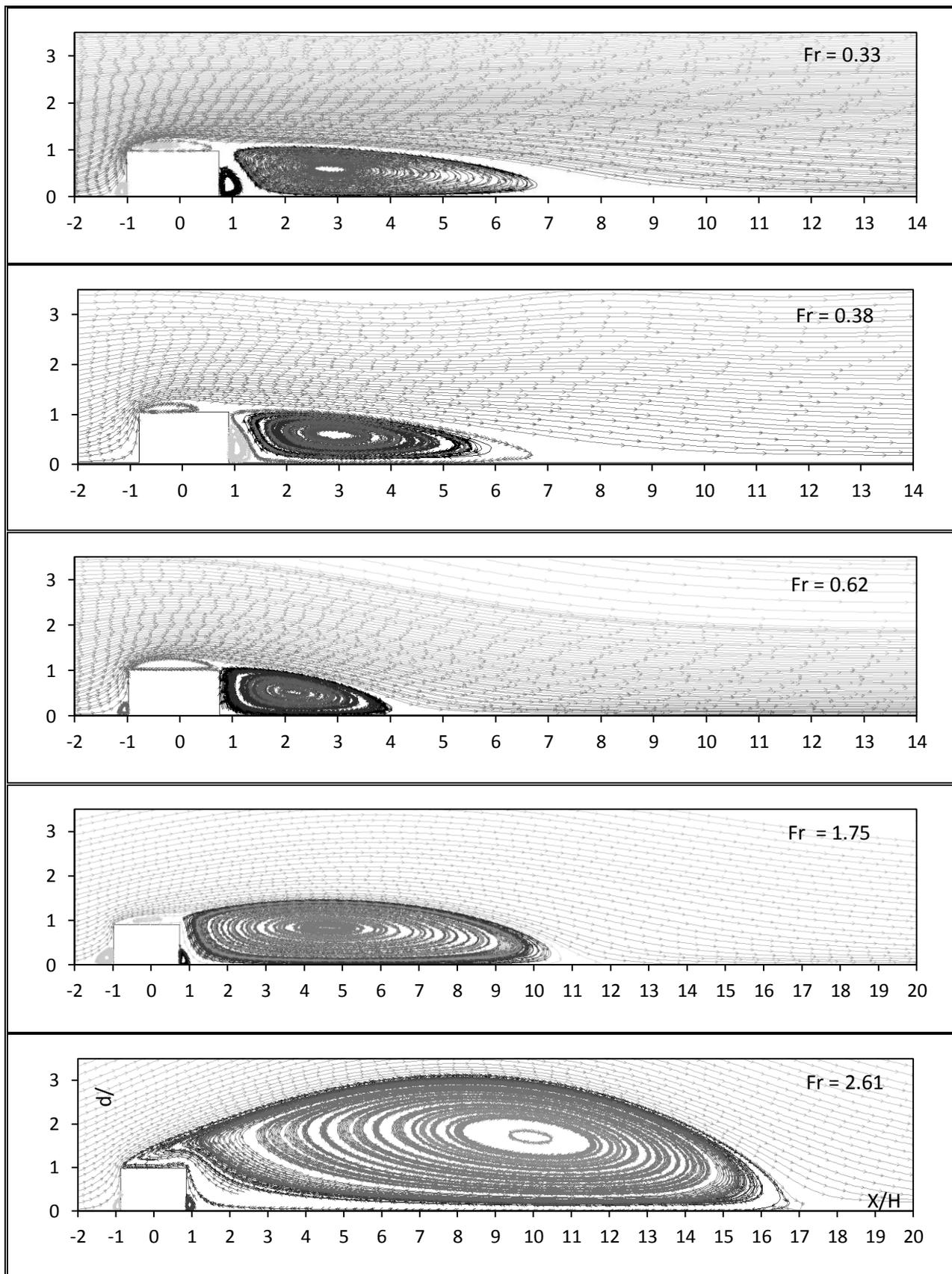


Figure (4.43) : lignes de courant autour du rectangle, présent travail.

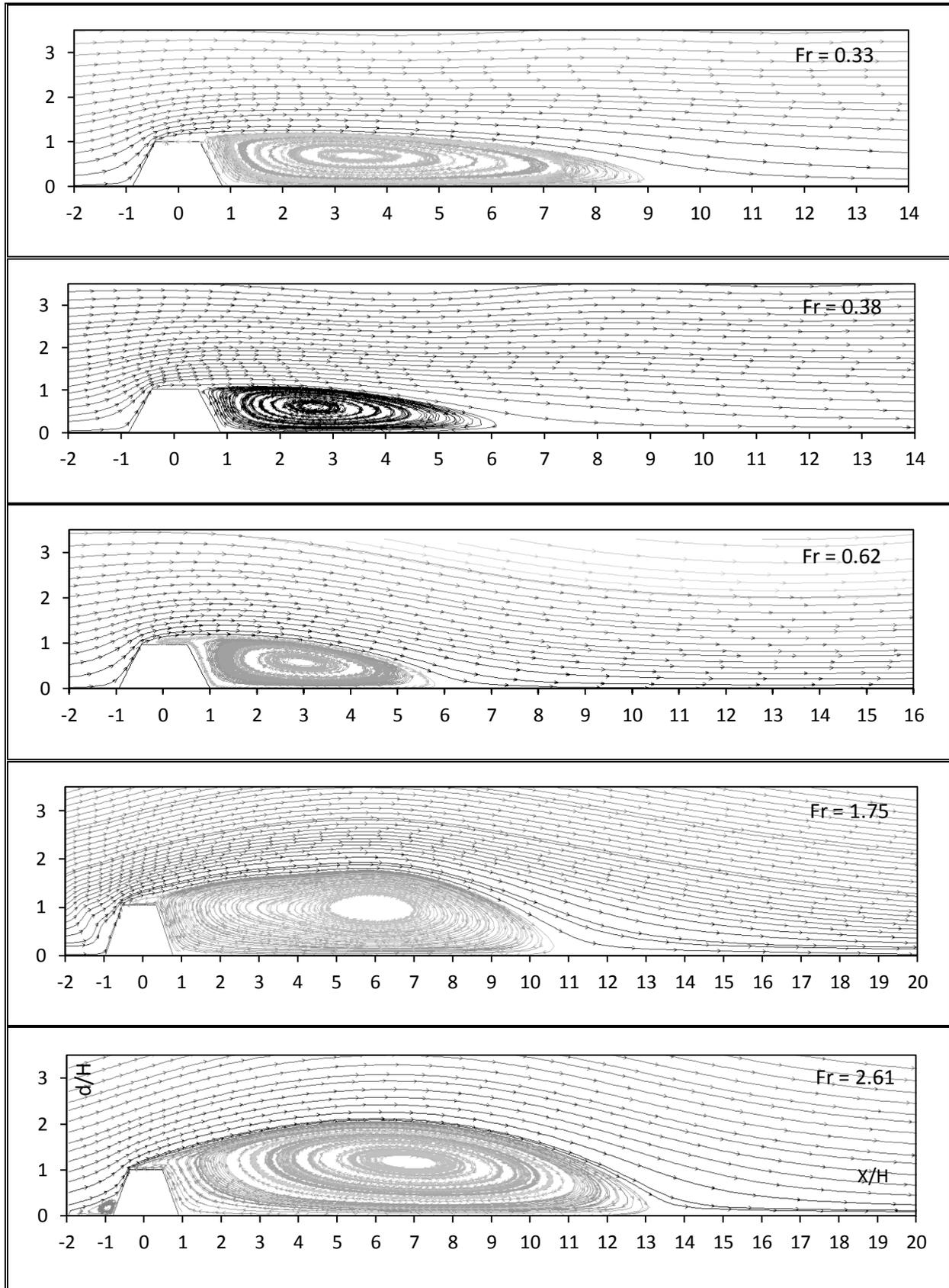


Figure (4.44) : lignes de courant autour du trapèze, présent travail.

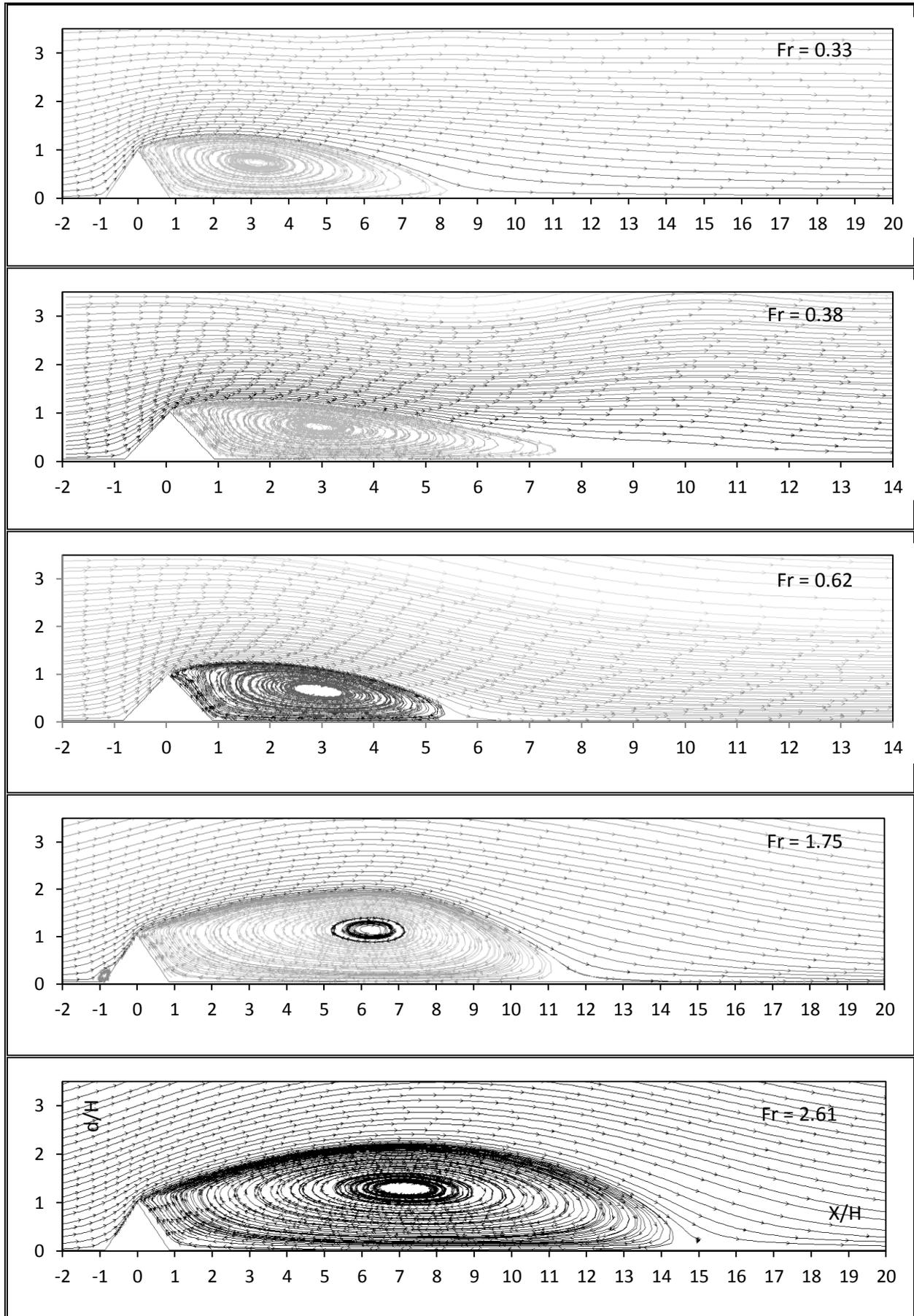


Figure (4.45) : lignes de courant autour du triangle, présent travail.

Les figures (4.42, 43, 44, 45) montre que la longueur R_x dépend du nombre de Reynolds Re_{obs} . on observe une diminution de la longueur de recirculation R_x pour Re_{obs} compris entre (4780 et 10175). des travaux expérimentales dans ce sens en montrées que, quand Re_{obs} est compris entre 1000 et 15000, la zone de recirculation diminue, les tourbillons se forme plus proche de l'obstacle figure (4.46, 4.47) [27].

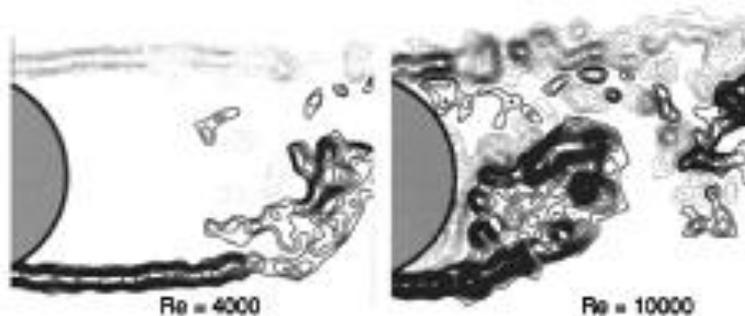


Figure (4.46) : mesure PIV de Thompson et Hourigan [27].

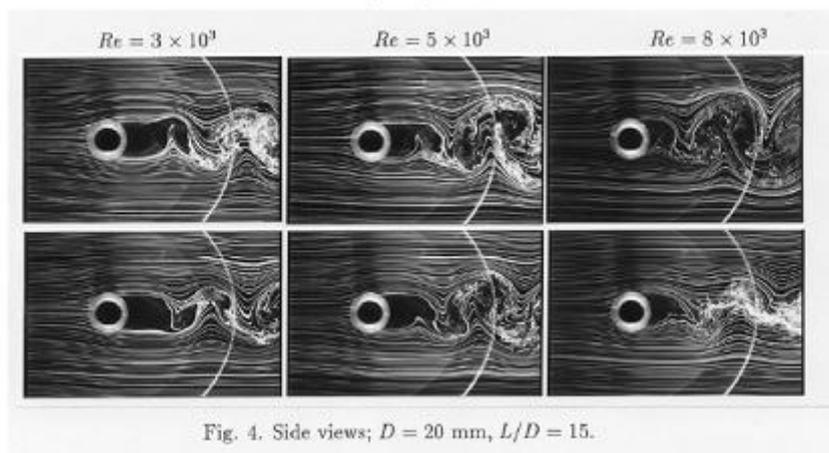


Fig. 4. Side views; $D = 20$ mm, $L/D = 15$.

Figure (4.47) : Diminution de la région de recirculation entre $Re_{obs} \approx 1500$ et 10000 [27].

Lorsque Re_{obs} vaux 25350 et 32590 une augmentation de la longueur R_x de recirculation ainsi de l'épaisseur r_a est observé figure (4.48 et 4.49).

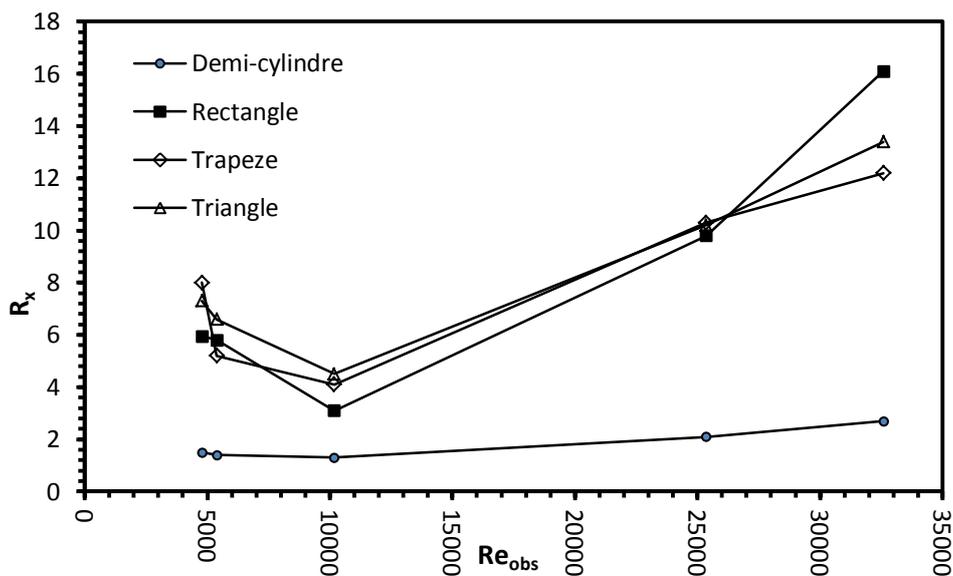


Figure (4.48) : Evolution de la longueur de la zone de recirculation R_x en fonction

R_{obs}

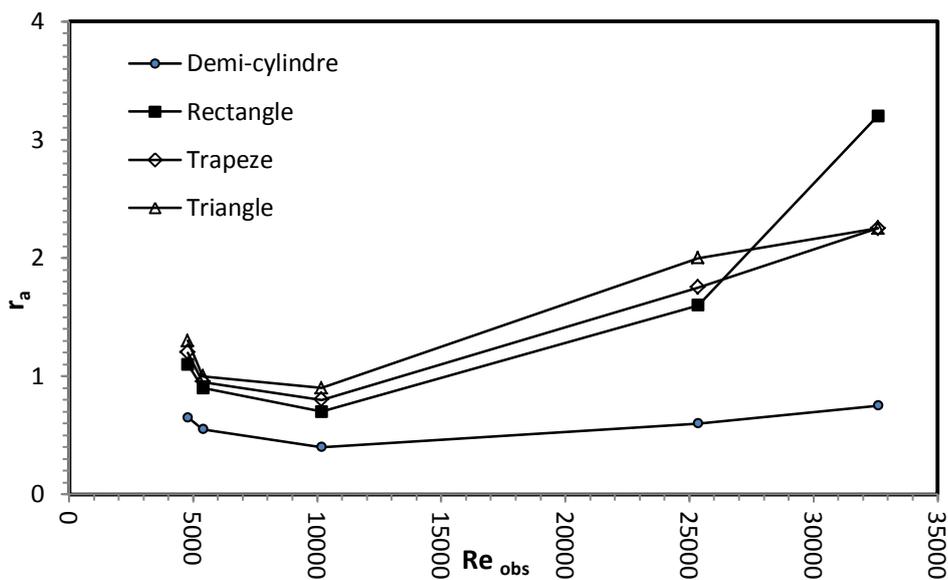


Figure (4.49) : Evolution de l'épaisseur de la zone de recirculation r_a en fonction R_{obs}

VII- Interprétation générale :

On peut dire que dans ce travail on a participé à décrire la relation entre la déformation de la surface libre dans le cas d'un écoulement bidimensionnel au-dessus d'un obstacle.

Les principales remarques qu'on peut extraire de cet étude sont les suivantes :

- La déformation de la surface libre varie en fonction des points de fonctionnement dans le plan $\{Fr_0, \alpha\}$ pour le même type d'obstacle.
- L'amplitude de la déformation L_a et sa longueur L_l dépend de la forme de l'obstacle dans le même point de fonctionnement dans le plan $\{Fr_0, \alpha\}$.
- L'existence d'une forte relation entre la déformation et la zone de recirculation aval.
- On peut dire aussi qu'il y a une analogie entre le comportement de la surface libre (amplitude) en fonction du nombre de Froude de Base Fr_0 , figure (4.35) et celui de la zone de recirculation (longueur) en fonction du nombre de Reynolds Re_{obs} , figure (4.48).

La figure (4.50) montre que dans le cas d'un régime souscritique $Fr_0 < 1$ l'amplitude L_a de la dépression augmente au fur et à mesure avec l'augmentation du nombre de Froude. Cette augmentation peut être traduite par la diminution de la zone de recirculation $1500 < Re_{obs} < 15000$. Lorsque le nombre de Froude de base est supérieur à 1, une surélévation se forme dans la surface libre. Cette surélévation s'explique par l'augmentation de la zone de recirculation R_x .

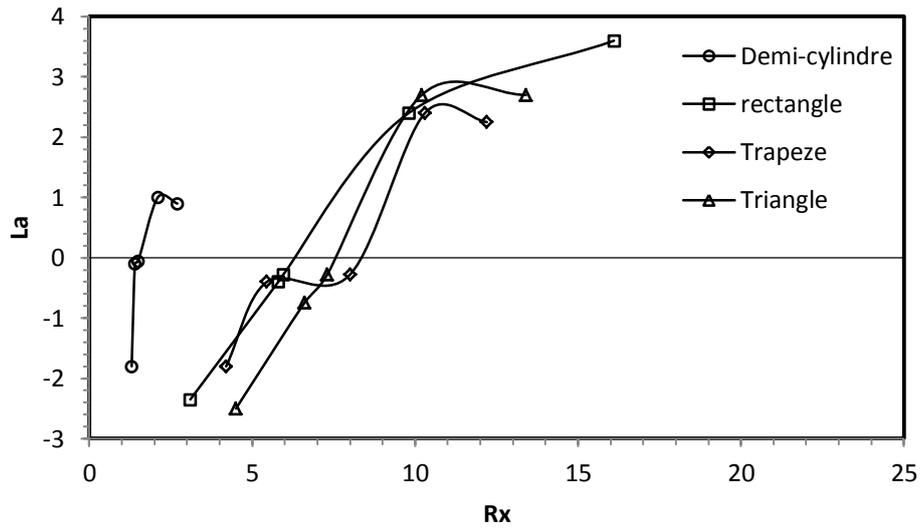


Figure (4.50) : Evolution de l'amplitude de déformation de la surface libre L_a en fonction de la longueur de la zone de recirculation R_x en fonction R_{obs}

VIII- Conclusion :

Lors de cette étude, nous avons mis en évidence la capacité du logiciel Fluent a modélisé les écoulements à surface libre en présence d'un obstacle pour différents points de fonctionnement .la configuration de la surface libre ainsi les profils de vitesses simulés avec les résultats expérimentaux nous a permis de valider le model numérique dans le d'un demi-cylindre.

Une validation monophasique est employer dans le cas d'un obstacle de forme rectangulaire afin d'arbitrer le maillage dans les frontière d'obstacle en gardant le même pas utiliser dans le cas d'un demi-cylindre.

Les modélisations bidimensionnelles ont montré des résultats en accord avec l'expérience sur la plupart des cas tests évalués.

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence, en fonction de la nature de l'état de base $\{F_0, \alpha\}$, différents régimes d'écoulement (trois régimes souscritique $Fr_0 < 1$ et deux régimes supercritique $Fr_0 > 1$), en a remarqué que la zone de transition d'un régime vers un autre diffère selon la forme de l'obstacle .par exemple, pour l'obstacle triangulaire la transition au régime S_b sous base souscritique est remarqué pour $\{F_0 = 0.33, \alpha = 0.23\}$. En remarque aussi l'existence d'une forte relation entre l'amplitude L_a et la longueur L_l avec la forme d'obstacles. Ce qui montre la liaison de l'échelle intégrale (surface libre) par l'échelle locale (topologie de l'écoulement au voisinage de l'obstacle) .afin de répondre à notre question en a analysé la variation du mécanisme de l'écoulement au tour des d'obstacles dans les différents points de fonctionnement. Cette analyse propose une réponse partielle à la question de la compréhension des différents mécanismes engendrant la déformation de la surface libre causée par un obstacle, une étude de l'écoulement à l'échelle local au voisinage d'un obstacle a montré que la variation de la longueur de la zone de recirculation joue un rôle très important sur la déformation de la surface libre.

Conclusion générale

Conclusion général

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

Le second objectif était de comparer les profils des surfaces libres obtenues dans le cas des obstacles de formes différentes avec les mêmes paramètres d'écoulement de base $\{Fr_0, \alpha\}$; pour ce faire on a introduit quatre formes d'obstacles, demi-cylindrique, rectangulaire, trapézoïdale et triangulaire.

Nous pensons que si nos résultats étaient validés par un travail expérimental pour les cas des obstacles rectangulaire, trapézoïdale et triangulaire, les deux objectifs seront atteints.

La simulation numérique sous le code de calcul Fluent 6.2 et valider par le travail de Franc Vigie [1] pour le cas d'un demi-cylindre. Ainsi, on a pu avoir de bons résultats dans ce cas de test ce qui représente une validation de la méthodologie suivie lors de cette simulation numérique. Une validation monophasique du modèle turbulent RNG choisi pour assurer une indépendance des résultats par rapport au maillage pour le cas du rectangle est faite.

On peut dire aussi que les profils de la surface libre changent en fonction des paramètres de bases de l'écoulement $\{Fr_0, \alpha\}$ et aussi bien de la forme des obstacles.

Dans cette étude on a comparé les topologies d'écoulement local et comme paramètre de comparaison on a pris les dimensions de la zone de recirculation. Le choix de ce paramètre n'était pas fait au hasard, mais on a vu que c'est la seule variable qui peut être observée quelle que soit la forme de l'obstacle par exemple en amont la zone de recirculation est invisible dans le cas du triangle et trapèze au trois premiers cas de test. Cette étude a notamment montré l'existence d'une relation proportionnelle entre la surface libre et la zone de recirculation, c'est-à-dire ; que la dépression observée dans les écoulement soucritique est justifier par un rétrécissement de la zone

de recirculation ,dans le cas contraire ; régime supercritique une surélévation est observée fur à mesure avec le développement de la zone de recirculation .

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- [1]: **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
- [2]: **S. RICHARD , J. CHORDA et M. LARINIER** « Écoulements au -dessus de macro-rugosités artificielles constituées de plots » Publication Bull. Fr. Pêche Piscic. (1999) 353/354 :279-294 ,9 Aout 1999
- [3]: **HOSSEIN AZINFAR** « flow resistance and associated backwater effect due to spur dikes in open channels » Thèse de doctorat. Department of Civil and Geological Engineering .University of Saskatchewan Saskatoon .2010
- [4] : **WALIDE JAAFAR** « Etude de champs de vitesse dans les effluents des réseaux d'assainissement » Thèse de doctorat, Université de Louis Pasteur-Strasbourg ,21 Novembre 2006.
- [5]: **F.M.HENDERSON** «Open Channel Flow» Macmillan Publishing . New York.1989
- [6]: **KAMILH.M.ALI** et al « Simulation of flow around piers » Civil Engineering Department, University of Liverpool, U.K journal of hydraulic research, VOL.40, 2002, NO.2.
- [7]: **DELPHINE DOPPLER** «stabilité et dynamique de pentes granulaires sous-marines» Thèse de doctorat, l'université de paris XI, ORSAY, 14 décembre 2005.
- [8]: **JEAN-YVES VINÇONT** « Détermination des flux turbulents de masse dans le sillage d'un obstacle-Application à l'écoulement à l'intérieur de la canopée urbaine » Thèse de doctorat, 21 janvier 1999
- [9]: **B. ACHOUR, N. SEDIRA, M. DEBABECHE** « control of hydraulic jump by sill in rectangular channel »LARHYSS Journal, N°.01, Mai 2002.
- [10]: **M. B. ABD-EL-MALEK, S. N. HANNA** «Approximate solution of gravity flow from a uniform channel over triangular bottom for large Froude number» Appt. Math. Modelling, 1991, Vol. 15, January

- [11]: **S.N. HANNA, M.N. ABDEL-MALEK, M.B. ABD-EL-MALEK** « Supercritical free-surface flow over a trapezoidal obstacle » ELSEVIER ,Journal Of Computational And Applied Mathematics 66 (1996) 279 291
- [12]: **A. C. SMITH and T. H. LIMP** «symmetric supercritical free surface flow over a polygonal obstacle »In1 J Engng Scr Vol. 23, No. 3, pp 289-306. 1985 Prmtd in Great Britain.
- [13] : **THIERRY FAUG** «Simulation sur modèle réduit de l'influence d'un obstacle sur un écoulement à surface libre» Thèse de doctorat, Université JOSEPH FOURIER, Grenoble, 3décembre2004
- [14] :**H.BONAKDARI, F.LARRARTE , C.JOANNIS** «Effets d'une déviation sur les champs de vitesses en réseaux d'assainissement» Journees Doctorales en Hydrologie urbain 2006,Nantes,18 octobre 2006
- [15] : **M.DUFRESNE, A.TERFOUS, J.VAZQUEZ** «Etude du transport et du dépôt de particules dans un bassin d'orage : des résultats expérimentaux a la modélisation 3D»Journees Doctorales en Hydrologie urbain 2006, Nantes, 18 octobre 2006.
- [16] : **M. HANIF CHAUDHRY** «Open-Channel Flow» Second Edition , Springer Science+Business Media, LLC .Library of Congress Control , 2008 .
- [17]: **HUBERT CHANSON** «Environmental Hydraulics of Open Channel Flows» Elsevier Butterworth-Heinemann, First published 2004
- [18] : **BARDIAUX J.B, VAZQUEZ .J, MOSE.R** «Estimation de la distribution tridimensionnelle des vitesses dans les canaux a surface libre» Journées Doctorales en Hydrologie urbain 2006, Nantes, 18 octobre 2006.
- [19] : **M. CHOUAIB LABIOD** «Ecoulement a surface libre sur fond de rugosité inhomogène» Thèse de doctorat, institut national polytechnique de TOULOUSE, 19/07/2005
- [20] : **M.GABRIEL PETIT** «Contrôle de décollement par fente pulsée et générateurs de vortex fluide» Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse ,18 Novembre 2005

[21]: **ROBERT W.FOX ,ALAN T.MCDONALD ,PHILIP J.PRITCHARD** «Introduction to Fluid Mechanics » Sixth Edition, JOHN WILEY, United States Of America,2004.

[22] : **RODOLPHE PERIN** «Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds» Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse , 05 juillet 2005.

[23] : **B.V.MDGAL, B.S.PANI** «Flow around obstacles in plane turbulent wall jets» Elsevier ,Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 73(1998)193-213, 22September1997

[24] : **LUCA BRUNO ,DAVIDE FRANSOS ,NICOLAS COSTE** «3D flow around a rectangular cylinder :A computational study» ELSEVIER ,J.Wind Eng. Ind. Aerodyn.98(2010)263–276 , 7Octobre2009

[25] : **A.O DEMUREN** «Influence of the turbulence model in calculations of flow over obstacles with second-moment closures» Elsevier, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 46 & 47 (1993) 95-104

[26] : **N.G.WRIGHT ,G.J.EASOM** «Non-linear K-E Turbulence model results for flow over a building at full-scale» ELSEVIER ,Applied Mathematical Modeling 27 (2003)1013–1033, 09 juin 2003.

[27] :**RICCARDO ROSSI, GIANLUCA LACCARINO** «Numerical simulation of scalar dispersion downstream of square obstacle using gradient-transport type models» Atmospheric Environment 43(2009)2518–2531, 17 Fevrier 2009.

[28] : **MILTON VAN DYKE** «An Album of Fluid Motion» Fourth printing, The Parabolic Press ,Stanford ,California, United states of America,1988.

[29] : **M. CHENG, D.S. WHYTE** «Numerical simulation of flow around a square cylinder in uniform-shear flow» Elsevier Journal of Fluids and Structures 23(2007)207–226 , 25October2006

[30] :**CHARLES HIRSCH** «Numerical Computation of Internal and External Flows» Elsevier ,Printed in Great Britain, Second edition 2007.

- [31] : **R.F. HUANGA, B.H, S.C. YEN** « Time-averaged topological flow patterns and their influence on vortex shedding of a square cylinder in cross flow at incidence » ELSEVIER, Journal of Fluids and Structures 26(2010)406–429,7January2010
- [32] : **M. SHERRY , D. LOJACONO, J .SHERIDAN** «An experimental investigation of the recirculation zone formed downstream of a forward facing step» Elsevier, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.98 (2010)888–894 , 08 Septembre 2010.
- [33] : **STEPHANE GLOCKNER** «Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes »Thèse de doctorat, Université Bordeaux, 14 décembre 2000.
- [34] : **JEAN YVES VINÇONT** «Détermination des flux turbulents de masse dans le sillage d'un obstacle: Application à l'écoulement à l'intérieur de la canopée urbaine» Thèse de doctorat , Ecole Centrale de Lyon ,21janvier 1999.
- [35] : **M.G.CARVALHO, F.DURST and J.C.F. PEREIRA** «Predictions and measurements of laminar flow over two-dimensional obstacles» Erlangen, Federal Republic of Germany ,Appl. Math. Modelling, Vol. 11, Fevrier 1987
- [36]: **HECTOR BRAVO and YUN-HAN ZHENG** «Turbulent flow over step with rounded edges: experimental and numerical study» Journal Of Hydraulic Engineering , page. Technical Note No. 16419 ,January 2000
- [37] : **G. SEETA RATNAM, S. VENGADESAN** « Performance of two equation turbulence models for prediction of flow and heat transfer over a wall mounted cube » ScienceDirect ,International Journal of Heat and Mass Transfer 51(2008)2834–2846 , 19Novembre 2007
- [38] : **S.BECKER, H.LIENHART, F.DURST** «Flow around three-dimensional obstacles in boundary layers» ELSELVIER Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 90(2002)265–279.
- [39] : **WOLFGANG RODI ,THORSTEN STOESSER, FABRICE MATHEY** «LES of flow over multiple cubes» ERCOFTAC Bulletin, March 2003

[40] : **FREDERIC MURZYN** « Étude de l'influence d'une onde sur les échelles de turbulence : Application à la houle » Thèse de doctorat , Université de Caen –Basse-Normandie, 10 Mai 2002

[41] : **PIERRE-LOUIS VIOLLET ,JEAN-PAUL CHABARD** « Mécanique des fluides appliquée » 2^e édition, Pe l'ecole nationale des Ponts et Chaussees,28 rue des de Saints-Peres 75007 Paris.

[42] : **Mohd ARIFF, Salim M. SALIM, and Siew Cheong CHEAH** « wall y^+ approach for dealing with turbulent flow over a surface mounted cube: part 2 – high Reynolds number » Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia 9-11 December 2009

[43] : **Cyprien Morize** «De la turbulence 3D en déclin à la turbulence anisotrope dominée par la rotation» Thèse de doctorat , Université de Paris7- Denis Diderot , 29 septembre 2006.

[44] : **WALTER H.GRAF** « Hydrodynamique une introduction ,Volume 14» Deuxième édition , 1998 Presses Polytechniques et Universitaires Romandes , CH-1015 Lausanne.

[45] : **Julian HUNT et al**« Turbulence Et Déterminisme » Presses Universitaires de Grenoble 1998

[46] : **JochenFrohlich ,DominicvonTerzi** «Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows » Progress in Aerospace Sciences 44(2008)349–377

[47] : **Marc HONNORAT** « Assimilation de données lagrangiennes pour la simulation numérique en hydraulique fluviale» thèse de doctorat , Université de INP Grenoble , 3 octobre 2007

[48] : **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 (CNRSUMR6598),

[49] : **Nikolay I.Kolev** «Multiphase Flow Dynamics 2 , Thermal and Mechanical Interactions» 2nd edition , Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2002, 2005Printed in Germany

[50] : F.Terzuoli, M.C.Galassi, D.Mazzini, and F.D'Auria« CFD Code Validation against Stratified Air-Water Flow Experimental Data» Hindawi Publishing Corporation Science and Technology of Nuclear Installations Volume 2008, ArticleID434212, 7 pages doi: 10.1155/2008/434212

[51] : A. Razmi, B. Firoozabadi and G. Ahmadi «Experimental and Numerical Approach to Enlargement of Performance of Primary Settling Tanks » Journal of Applied Fluid Mechanics, Vol. 2, No. 1, pp. 1-12, 2009.

[52] : Florent CHAZEL« Influence De La Topographie Sur Les Ondes De Surface» Thèse de doctorat , UNIVERSITÉ BORDEAUX I , 25 Septembre 2007

[53] : M.M. Nasr-Azadani, E. Meiburg «TURBINS: An immersed boundary, Navier–Stokes code for the simulation of gravity and turbidity currents interacting with complex topographies » Computers & Fluids (2010), 24November2010

[54] : «Fluent 6.2 software User's Guide » Fluent Inc 2006.

[55] : Gislain Lipeme Kouyi «expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulaire dans les déversoirs d'orage» Thèse de doctorat, l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I, 16 décembre 2004

[56] : Xiaojing Sun «Numerical and Experimental Investigation of Tidal Current Energy Extraction» These de doctorat , The University of Edinburgh 2008

[57] : Jonathan WERTEL « Modélisation 3D des écoulements turbulents à surface libre en canal rectangulaire » Mémoire d'ingénieur, Université Louis Pasteur De Strasbourg, 2006.

Résumé

Le présent travail port sur l'analyse d'influence de la forme d'un obstacle placé dans le fond d'un canal à ciel ouvert sur le profil de la surface libre. Les formes d'obstacles utilisés dans cette étude sont: demi-cylindre, rectangle, trapèze et triangle.

L'analyse de la topologie d'écoulement local pour chaque type d'obstacle nous a permis de comprendre la variation de la surface libre en fonction de la forme des obstacles.

La simulation numérique est réalisée à l'aide du code de calcul Fluent 6.2, utilisant le modèle turbulent RNG et le modèle multiphasique de capture de la surface libre VOF. Les profils de la surface libre changent en fonction des paramètres de base de l'écoulement $\{F_0, \alpha\}$ et de la forme des obstacles. Ainsi que la présence de zone de recirculation en amont, au-dessus et en aval des obstacles influent sur l'état de la surface libre.

Mots clés : Surface libre, simulation numérique, modèle turbulent RNG, modèle multiphasique VOF et zone de recirculation

Abstract

The object of this study was to analyze the influence of the shape of an obstacle places in the bottom of a channel at the profile of the free surface flow, for this goal four forms obstacles are used (half-cylinder, rectangle, trapezoid and triangle).

The analysis of the topology of local flow for each type of obstacle enabled us to include/understand the variation of the free surface flow according to the shape of the obstacles.

The computational flow dynamic was carried out with the computer code Fluent 6.2, using turbulent model RNG and the multiphasic model VOF to capture of free surface flow. The profiles of the free surface flow change according to the basic parameters of flow $\{F_0, \alpha\}$ and of the shape of the obstacles. As well as the presence of zone of recirculation upstream, and downstream from the obstacles influence the state the free face.

Keywords: Free surface, simulation, RNG turbulent model, volume fraction methods VOF.

ملخص :

الهدف من هذه الدراسة هو تحليل مدى تأثير شكل حاجز موجود في قاع قناة لتدفق محرك بالجابضية، لهذا السبب استعملنا أربع عوائق ذو أشكال مختلفة (نصف دائرة، مستطيل، شبه منحرف و مثلث).

التحليل الذي شمل تصرفات التدفق بمحاذاة العائق مكننا من فهم مدى تأثير شكل العائق على سطح الماء، هذا العمل أنجز عن طريق المحاكاة الرقمية بالاعتماد على البرنامج Fluent 6.2 ، الأسلوب المعتمد في هذا النمط من التدفق العشوائي هو RNG ، أما بالنسبة لنوعيته (ماء/هواء) فقد استندنا على طريقة VOF من أجل تحديد مستوي الماء.

سطح الماء يتغير بتأثير عدة عوامل من أهمها معامل العرقلة، Fr_0 وشكل العائق بالإضافة إلى مناطق التدفق الدوار المتشكل أمام، فوق و بعد الحاجز المستعمل.

كلمات البحث : سطح الماء , محاكاة رقمية , النسبة الحجمية , نفق عشوائي