

Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



Département de Génie Mécanique

Projet de Fin d'Etudes

Pour l'obtention du diplôme d'Ingénieur d'Etat en

Génie Mécanique

Thème :

***Etude numérique de l'instabilité 'BOBBING AVANT' des fontaines
laminaires inclinées***

Sous l'encadrement de :

Dr B.BENKOUSSAS

MC (A) ENP

Dr O.VAUQUELIN

Professeur à l'Université d'Aix Marseille

Encadrement d'honneur :

Dr Ph.BOURNOT

Prof.émérite à l'Université d'Aix Marseille

Présenté par :

KAIS Mohammed

septembre 2014

ملخص:

أجريت عمليات المحاكاة الرقمية على النافورات الصفائحية، المائلة و ذات ارقام ضعيفة لرنولدز عن طريق برنامج CFD، AnsysWorkbench . سمحت لنا هذه المحاكاة باختبار قدرة الوسيلة الرقمية المعتمدة لمشاهدة عدم استقرار النافورات الصفائحية المائلة. تأكدنا من وجود وضع غير مستقر "bobbing avant" بين زاويتين محددتين، $\gamma = 4^\circ$ و $\gamma = 32^\circ$. عند $\gamma = 4^\circ$ الوضع غير المستقر يظهر ، هذا الوضع غير المسقر يختفي عند $\gamma = 32^\circ$. حددت سرعات الحقن التي ابتداء منها يظهر و يختفي الوضع غير المستقر. نظرا للطبيعة الدورية للتدفق، قمنا بوصف تردد انسلاخ هذه الهياكل الدوامة بعلاقات تجريبية.

كلمات مفتاحية: النافورات المائلة, AnsysWorkbench, المحاكاة الرقمية, bobbing avant.

Résumé :

Des simulations numériques ont été effectuées sur les fontaines laminares, à faibles nombre de Reynolds et inclinées avec le logiciel de CFD, AnsysWorkbench. Ces simulations nous ont permis de vérifier la capacité du support numérique adopté à produire les instabilités des fontaines laminares et inclinées. Nous avons confirmé l'existence du mode instable 'bobbing avant' entre deux angles critiques, $\gamma = 4^\circ$ et $\gamma = 32^\circ$. A $\gamma = 4^\circ$, l'instabilité apparait, ce mode instable disparaît à $\gamma = 32^\circ$. Les vitesses d'injection aux quelles cette instabilité apparait et disparaît ont été aussi déterminées. Vu la nature périodique de cet écoulement, nous avons caractérisé la fréquence d'éjection de ces structures tourbillonnaires par des relations empiriques.

Mots clés : fontaines inclinées, AnsysWorkbench, simulations numériques, bobbing avant.

Abstract:

Numerical simulations were carried on weak inclined laminar fountains, through a CFD software, AnsysWorkbench. This simulations allow us to verify the ability of the numerical support adopted to product the unsteadiness in laminar and inclined fountains. We confirmed the presence of 'bobbing avant' between two critical angles, $\gamma = 4^\circ$ and $\gamma = 32^\circ$. At $\gamma = 4^\circ$, the instability appears, this unsteady mode disappears at $\gamma = 32^\circ$ from which the unstable mode disappears. The injection velocities at which instability appears and disappears have also been determined. In view of the periodic nature of the flow, we characterized the ejection frequency of these vortex structures by empirical relations.

Key words: inclined fountains, AnsysWorkbench, numerical simulations, 'bobbing avant'.

REMERCIEMENTS

Je remercie avant tout **Dieu** le tout puissant de m'avoir donné la foi, la volonté et le courage de mener à bien ce modeste travail.

Je remercie Monsieur **B. BENKOUSSAS** pour m'avoir sélectionné pour ce stage, pour avoir cru en moi et pour son soutien et ses conseils non cessants.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur **Ph. BOURNOT, O. VAUQUELIN** et **R. MAHADDI** pour m'avoir accueilli au sein d'UNIMECA et pour m'avoir permis de réaliser ce stage dans de si bonnes conditions.

Je les remercie pour leurs conseils, l'encadrement dont j'ai bénéficié et la confiance qu'ils m'ont accordée.

Merci aux membres du jury, Mr **LARBI Salah** et Mr **ATTOUCHI Mohamed Tarek** d'avoir pris le temps et le soin de lire ce rapport et aux personnes qui ont contribué implicitement ou explicitement à l'ensemble de ce travail.

Merci aux enseignants du département de Génie Mécanique qui ont participé à ma formation tout au long de ces trois ans.

DEDICACES

Je dédie ce travail...

A ceux qui n'ont jamais cessé de m'encourager et de me soutenir, à ceux qui leur amour m'a donné la volonté d'aller toujours de l'avant,

*MA très chère et douce mère **Aïcha**, Mon très cher père **Ali** à qui m'adresse au ciel les vœux les plus ardents pour la conservation de leur santé et de leur vie, que Dieu les protège,*

*A ma très chère sœur **Nassima**,*

*A mes chers frères **Nadhir**, **Djamal Edine** et **Mehdi**,*

A ma grande famille,

A tous mes amis et mes collègues de l'ENPEI et de l'ENP.

Sommaire

Introduction	1
Chapitre 1: Etat de l'art	5
1.1. Travaux antérieurs	6
1.1.1. Fontaines turbulentes	6
1.1.2. Fontaines transitoires	8
1.1.3. Fontaine laminaire	9
1.1.4. Etudes des fontaines planes	19
1.1.4.1. Hauteur de fontaines planes	22
1.1.5. Etudes des fontaines inclinées	24
1.2. Position du problème	25
Chapitre 2 : Etude numérique.....	27
2.1. Produits d'AnsysFluent	28
2.2. Choix du support numérique	28
2.2.1. Schéma opérationnel de la CFD	30
2.3. Modélisation numérique	32
2.3.1. Conception de la géométrie.....	32
2.3.2. Génération de maillage :	33
2.3.3. Configuration numérique du modèle	35
2.3.3.1. Hypothèses simplificatrices	35
2.3.3.2. Configuration du modèle numérique.....	37
Chapitre 3 : Résultats et interprétations	39
3.1. Etude de faisabilité	40
3.1.1. Régimes observés :	41
3.1.2. Hauteur de la fontaine :	43
3.2. Etude du mode instable 'le bobbing avant'	46
3.2.1. Etude de sensibilité.....	47

3.2.1.1. Sensibilité au maillage	47
3.2.1.2. Sensibilité au pas du temps	49
3.2.2. Description de l'écoulement	50
3.2.3. Etude de la fréquence du 'bobbing avant'	51
3.2.4. Effet de la vitesse d'injection et de la pente sur l'instabilité 'bobbing avant'	54
3.2.4.1. Effet de la vitesse	54
3.2.4.2. Effet de l'inclinaison.....	63
3.2.5. Comparaison avec les résultats de Srynarayana et al. [16].....	66
3.3. Conclusion	67
Conclusion générale et perspectives	68
Références bibliographiques	70

Liste des figures:

Figure 1: Schéma de formation d'une fontaine	2
Figure 2 : chauffage d'une structure couverte.....	2
Figure 3 : (a) refroidissement des aubes des turbines, (b) refroidissement des composants électroniques.....	3
Figure 4 : éruption volcanique 'Guatemala'	3
Figure 1.1: Fontaine turbulente.	7
Figure 1.2: Formation d'une fontaine laminaire Conditions: $Q=0.127 \text{ cm}^3/\text{s}$, $D=0.1372 \text{ cm}$, $\Delta\rho/\rho = 4.5 \times 10^{-3}$, $t=0.5 \text{ s}$, 1 s , 2 s , et 4 s	10
Figure 1.3 : Diagramme des Froude-Reynolds des différents régimes d'écoulements mis en évidence par Williamson et al [15].....	13
Figure 1.4 : visualisation d'une fontaine faible permanente $Re = 42$ et $Fr = 0.24$, avec $U = 0.88 \text{ cm/s}$, $D = 4.8 \text{ mm}$ et $\Delta\rho/\rho = 0.00646$	13
Figure.1.5 : Visualisation du mode d'oscillation 'flapping' à $Re = 144$ et $Fr = 0.5$, avec $U = 3.2 \text{ cm/s}$, $D = 4.8 \text{ mm}$ et $\Delta\rho/\rho = 0.00454$	14
Figure 1.6 : Visualisation du 'bobbing laminaire' à $Re = 246$ et $Fr = 1.5$, avec $U = 5.4 \text{ cm/s}$, $D = 4.8 \text{ mm}$ et $\Delta\rho/\rho = 0.033$	15
Figure 1.7: Visualisation de fontaine à $Fr = 5515$ et $Re = 210$ avec $U=27.6 \text{ cm.s}^{-1}$, $D=0.76 \text{ mm}$ $\Delta\rho/\rho = 0.00186$	16
Figure 1.8 : (a) graphe logarithmique de $Hm/D = f(Fr^{1/2}, Re^{1/2})$ (b) diagramme Froude Reynolds de Williamson.	17
Figure 1.9 : Image type d'une fontaine inclinée en régime 'stable' à $\gamma=12^\circ$	18
Figure 1.10: visualisation du régime 'bobbing alterné' à $Fr = 5,1$, $Re = 102$ et $\gamma=2,5^\circ$	18
Figure 1.11 : visualisation du régime 'bobbing avant' à $Fr = 4,3$, $Re = 93$ et $\gamma=12^\circ$	19
Figure 1.14: diagramme des régimes des fontaines inclinées donné par la vitesse d'injection en fonction de l'angle d'inclinaison $U-\gamma$	19
Figure 1.15 : schéma type d'un injecteur pour la production d'une fontaine plane.....	20
Figure 1.16 : visualisation d'une fontaine permanente (steady) plane à $Fr=1.4$ et $Re=28.6$	21
Figure 1.17 : Évolution temporelle d'une fontaine plane en mode flapping à $Fr=2.8$ et $Re=20.6$	22
Figure 1.18 : Diagramme Froude Reynolds et les régimes d'instabilité des fontaines planes. 22	

Figure 1.19 : Courbe de la constante $C=f(\alpha)$	25
Figure 2.1 : image de démarrage d'AnsysWorkbench.	Error! Bookmark not defined.
Figure 2.2 : Dimension de la maquette utilisée dans la modélisation numérique	33
Figure 2.3 : (a) maillage non structuré, (b) maillage structuré,.....	34
Figure 2.4: descriptive de la modélisation du maillage sur MeshingModeler.	34
Figure 3.1 : graphe de la vitesse transversale en fonction du temps.	41
Figure 3.2 : fontaine en régime stable, (a) champs de vecteurs vitesse (b) contour de densité.....	42
Figure 3.3 : mode instable ‘le flapping’ d’une fontaine ($Re = 20,6$ et $Fr = 2,8$).....	43
Figure 3.4 : hauteur maximale à $t=19s$, (a) distribution de la densité le long de la sonde (b) contour de densité le long de la sonde.....	44
Figure 3.5 : hauteur maximale à $t=19s$, (a) distribution de la vitesse verticale le long de la sonde (b) champ de vitesse de la vitesse verticale.....	45
Figure 3.6: schéma d’écoulement des structures tourbillonnaires à travers la section de passage.	48
Figure 3.7 : la densité moyenne lors de l’écoulement à travers la section de passage à $\Upsilon=18^\circ$	48
Figure 3.8 : graphe de densité moyenne lors du passage à travers une section de passage à un angle d’inclinaison de 18° pour deux intervalles de temps différents.....	49
Figure 3.9 : visualisation du ‘bobbing avant’ à $Re = 74$ et $Fr = 5,03$ et $\Upsilon=12^\circ$	51
Figure 3.10 : graphe de nombre de Strouhal en fonction de la pente, $St- \Upsilon$	53
Figure 3.11: graphe de nombre de Strouhal normalisé en fonction de la pente, $Stn- \Upsilon$	53
Figure 3.12: limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =7^\circ$ et $Re=74$	55
Figure 3.13 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =7^\circ$ et $Re=111$	56
Figure 3.14 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =12^\circ$ et $Re=74$	57
Figure 3.15 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =12^\circ$ et $Re=161$	58
Figure 3.16 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =20^\circ$ et $Re=62$	59
Figure 3.17: limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =20^\circ$ et $Re=149$	60
Figure 3.18 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =20^\circ$ et $Re=149$	60
Figure 3.19 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon =25^\circ$ et $Re=161$	61

Figure 3.20: Récapitulatif des frontières de ‘bobbing avant’ par effet de la vitesse d’injection.....	63
Figure 3.21 : mode instable ‘bobbing alterné’ $\Upsilon = 2^\circ$	64
Figure 3.22 : première manifestation du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon = 4^\circ$	64
Figure 2.23 : disparition du ‘bobbing avant’ et stabilisation de la fontaine à $\Upsilon = 32^\circ$	65
Figure 3.24 : frontières du ‘bobbing avant’ pour $Re=74$	65
Figure 3.25 : Comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Srinarayana et al. [16].	66

Liste des tableaux :

Tableau 1.1 : types de comportement des fontaines transitoires et turbulentes.	9
Tableau 1.2 : comportement des fontaines faibles laminaire.	10
Tableau 1.3 : Récapitulatif des études réalisées antérieurement.	11
Tableau 1.4 : hauteurs des fontaines pour chaque régime d'écoulement.	23
Tableau 2.1 : tableau récapitulatif des conditions aux limites utilisées au cours des simulations.	38
Tableau 3.1: conditions de simulation.	40
Tableau 3.3 : récapitulatif des résultats de variation de la fréquence en fonction de la pente.	52
Tableau 3.4 : récapitulatif des cas traités sur Fluent pour la pente $\Upsilon=12^\circ$	54

Nomenclature :

b_0 : rayon de la buse [mm].

C : constante de proportionnalité.

CFD : Computational Fluid Dynamics.

D : diamètre de la buse [mm].

f : fréquence d'éjection des tourbillons [s^{-1}].

$F_r = \frac{U_0}{\sqrt{g(\rho_\infty - \rho_0)b_0/\rho_\infty}}$: Nombre de Froude.

H_f : hauteurs finales de fontaines [mm].

H_i : hauteurs initiales de fontaines [mm].

g : l'accélération gravitationnel [$m.s^{-2}$].

P : pression [Pa].

$R_e = \frac{U_0 b_0}{\nu_0}$: nombre de Reynolds.

SND: Simulation Numérique Direct.

$St = f * b_0 / U_0$: nombre de Strouhal.

$St_n = St / St(\gamma=4^\circ)$: nombre de Strouhal normalisé.

V : la vitesse d'injection [$m.s^{-1}$].

X_{he} : fraction massique de l'hélium.

z_m : hauteur adimensionnelle maximale de fontaine.

ν_0 : viscosité cinématique du fluide injecté [$m^2.s^{-1}$]

ρ_∞ : densité du milieu ambiant [$kg.m^{-3}$].

ρ_0 : densité du fluide injecté [$kg.m^{-3}$].

γ : angle d'inclinaison.

Introduction

Introduction

L'écoulement des fontaines est un phénomène qu'on rencontre souvent dans la vie courante, que ce soit dans la nature ou dans les milieux industriels environnementaux.

Les fontaines, aussi connues sous le nom de « jet à flottabilité négative », sont produites chaque fois qu'un fluide est injecté du bas vers le haut dans un autre fluide plus léger, ou du haut vers le bas dans un fluide plus lourd. Ceci bien entendu réfère aux fontaines massiques, qui sont produites par une différence de masse volumique entre le fluide injecté et l'environnement.

On peut aussi produire des fontaines avec l'injection d'un fluide de même nature que l'environnement dans lequel il est injecté. Exemple : l'injection du haut vers le bas de l'air chaud dans une enceinte remplie d'air froid. La différence de densité est la conséquence de la différence de la température des deux milieux.

Les trois phases de formations d'une fontaine sont décrites schématiquement dans la figure 1.

1. A l'amorce de l'injection, la fontaine pénètre dans son environnement comme dans le cas d'un panache, (figure 1.a).
2. La fontaine continue de monter et inter-réagit avec son environnement ce qui diminue de son inertie jusqu'à s'arrêter à une certaine hauteur H_i , (figure 1.b). L'écoulement forme à son sommet une capsule dans laquelle le fluide vient s'accumuler.
3. Puis la fontaine s'effondre sur elle-même et forme un panache annulaire descendant qui vient entourer l'écoulement ascendant qui continue à être injecté. L'interaction entre les deux panaches et le milieu extérieur diminue la hauteur de la fontaine à H_f , (figure 1.c).

Introduction

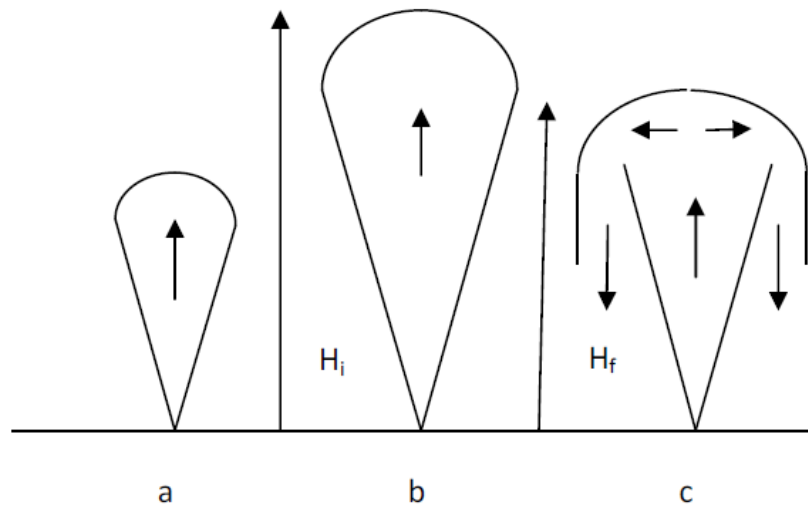


Figure 1: Schéma de formation d'une fontaine

Les fontaines apparaissent dans de nombreuses applications d'engineering et phénomènes naturels dont on cite quelques exemples pratiques comme le chauffage des grandes structures ouvertes, le cas de ventilation d'un hangar d'avion, avec des grands ventilateurs chauffages placés aux plafonds des hangars.

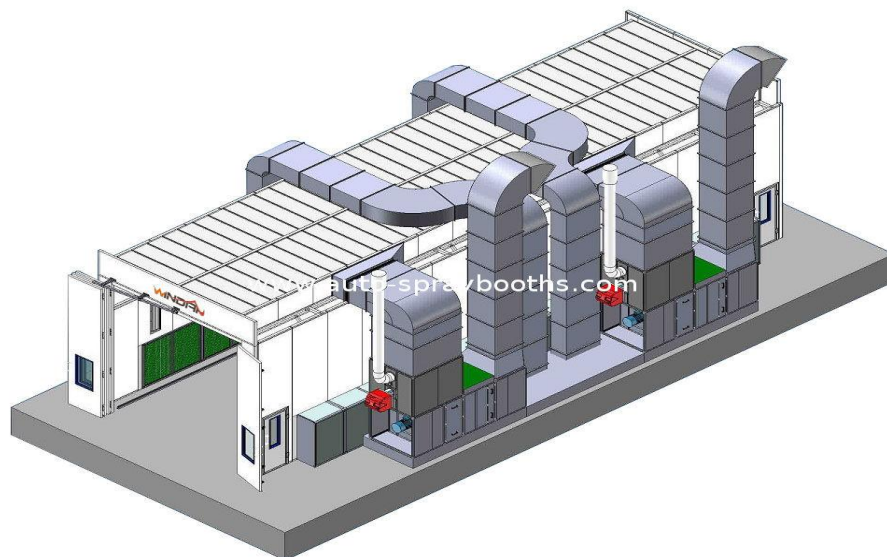


Figure 2 : chauffage d'une structure couverte.

On rencontre aussi ce type d'écoulement dans le refroidissement des aubes des turbines ainsi que le refroidissement des composants électroniques.

Introduction

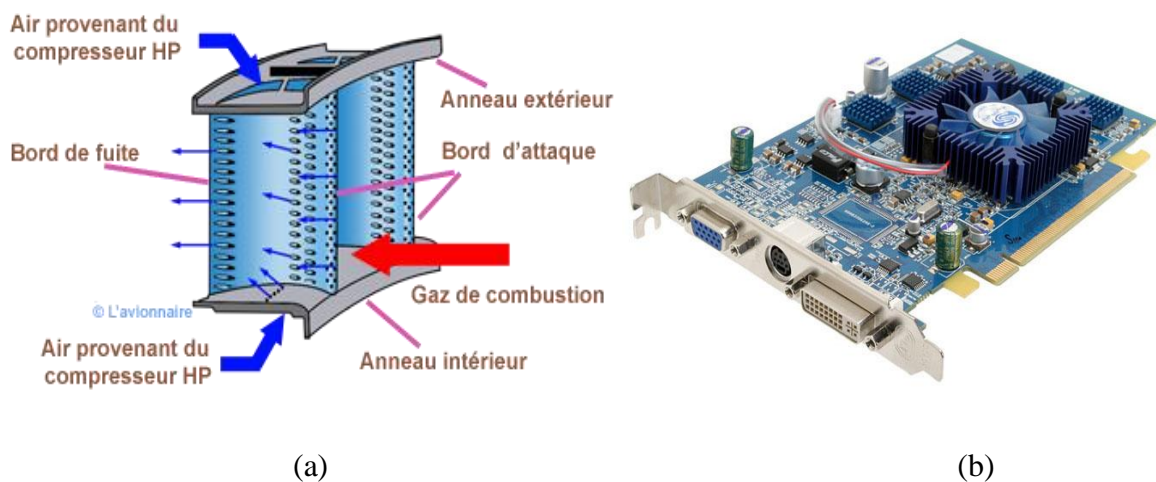


Figure 3 : (a) refroidissement des aubes des turbines, (b) refroidissement des composants électroniques.

Dans la nature ce type d'écoulement peut être rencontré, comme l'évolution des éruptions volcaniques où il y a éjection de matière lourde dans l'atmosphère, et le remplissage des cavités géologiques par du magma.



Figure 4 : éruption volcanique 'Guatemala'.

Dans un fluide ambiant et homogène, le comportement des fontaines est gouverné largement par des nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds, Re , et le nombre de Froude, Fr .

Introduction

Le plan de ce mémoire s'articule autour de trois chapitres. Nous présentons dans le premier chapitre une étude succincte des travaux antérieurs. Notre étude est considérée comme une suite de ces travaux. Un deuxième consiste d'une introduction à l'outil numérique adopté et une étude numérique qui cerne la modélisation et la configuration du calcul.

Dans le troisième chapitre nous présentons les résultats numériques obtenus et qui sont axés essentiellement sur la phénoménologie des instabilités des fontaines laminaires et inclinées.

Une conclusion générale clôture notre travail résumant notre étude suivie des perspectives qui peuvent être envisagées par la suite.

Chapitre 1

Etat de l'art

Chapitre 1 : Etat de l'art

L'étude des jets à masse volumique variable a débuté par l'étude des panaches turbulents qui s'est conclue en 1956 par un modèle théorique unidimensionnel basé sur des hypothèses simples dont la principale considère que l'entraînement du fluide ambiant par le panache est proportionnel à la vitesse moyenne du jet. Un panache peut être produit par l'injection verticale d'un fluide léger dans un environnement lourd donc l'inertie s'additionne à la flottabilité du jet. Certains travaux ont été réalisés sur les jets afin d'élucider les effets de ces hypothèses dans le cas où la flottabilité s'oppose à l'inertie du jet. Nous montrerons comment l'étude de ces fontaines a évolué et comment la compréhension des modes d'instabilités est devenue primordiale.

1.1. Travaux antérieurs

1.1.1. Fontaines turbulentes

Plusieurs travaux ont été réalisés sur les fontaines verticales axisymétriques de différentes natures et configurations. L'un des premiers était réalisé par J.S. Turner [1] en 1966. Son étude expérimentale a consisté à injecter verticalement de l'eau saline (lourde) dans un bac remplis d'eau pure. A partir de considération dimensionnelle où il suppose que les seuls paramètres influant sur cet écoulement sont son inertie et sa flottabilité. Dans ses résultats, Il propose une corrélation sur les hauteurs finales de la fontaine en fonction du nombre de Froude densimétrique (Fr) :

$$\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr^{1/2} \quad (1.1)$$

H_f : hauteur finale de la fontaine (m).

D : diamètre de la buse d'injection (m).

C : une constante sans dimension.

Turner valide son hypothèse sur une plage du nombre de Froude variant entre 2 et 450 avec la valeur de la constante C égale à 3.48.

Pantzlaff et al. [2] ont mené une investigation expérimentale sur les fontaines turbulentes sur une plage du nombre de Froude variant entre 112.5 et 3048 et une plage du nombre de Reynolds variant entre 2500 et 15000. Dans leur configuration expérimentale, ils injectent une eau dans laquelle du chlorure de potassium KCl a été dissous dans une eau pure. Une différence de

Chapitre 1 : Etat de l'art

viscosité cinématique entre le jet et l'environnement inférieure à 0.5% est considérée (frottements visqueux entre le jet et l'environnement extérieur sont négligeables). Ils ont conclu par leur travail que la corrélation de Turner est valide avec une constante C de 2.97.

En 1980, Mcdougall [4] propose un modèle théorique unidimensionnel basé sur les hypothèses de Morton [5]. Il confirme numériquement la validité de l'utilisation des hypothèses de Morton. Ce travail a été repris par Bloomfield et al. [6] en 1999. Ils ont montré que la corrélation de Turner reste valide pour des nombres de Froude assez grands ($Fr > 2$). Les travaux réalisés par ces auteurs montrent que l'écoulement en proche injection est turbulent, (figure 1.1).

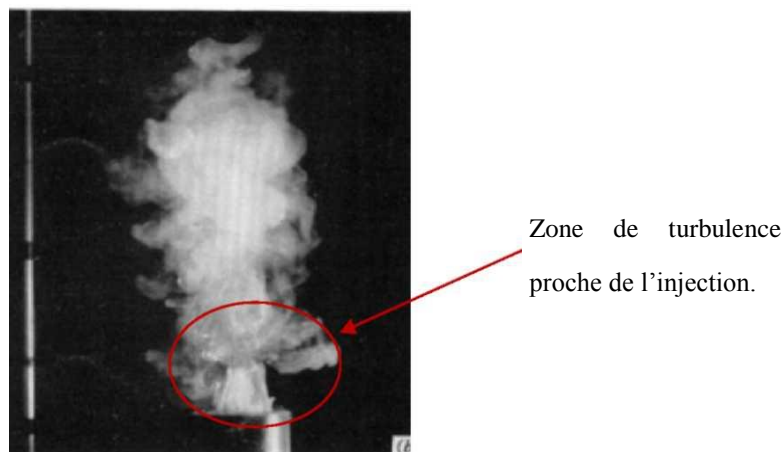


Figure 1.1: Fontaine turbulente, Mcdougall [4].

Mizushina et al. [3], en 1982 ont étudié expérimentalement les fontaines turbulentes. Ils ont injecté de l'eau froide dans un bassin rempli d'eau chaude maintenue à une certaine température. Le but de cette configuration est de chercher d'atteindre de grands nombres de Froude avec des nombres de Reynolds faibles. La plage des nombres de Froude et de Reynolds utilisée dans leurs expériences est de 12.5 à 33800 pour le nombre de Froude et de 1740 à 5420 pour le nombre de Reynolds. Ils ont conclu que la corrélation de Turner reste valide avec une constante C de 3.32.

Chapitre 1 : Etat de l'art

1.1.2. Fontaines transitoires

Les fontaines transitoires sont des fontaines dont le nombre de Reynolds à l'injection se situe entre 200 à 300 et 1200 à 3000 selon différents auteurs. Ces types de fontaines montrent des comportements très différents suivant la plage du nombre de Froude dans laquelle elles sont considérées.

En 1998, Zhang et Badour [9] ont étudié expérimentalement les jets d'eau salines dans de l'eau pure. Ils ont montré que les hauteurs des fontaines turbulentes suivent deux lois empiriques très différentes suivant la plage du nombre Froude considérée : Pour $Fr > 24.5$, les hauteurs finales de fontaines suivent mieux la loi de Turner $\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr^{1/2}$ (1.2), mais pour $Fr < 24.5$, elles sont mieux représentées par la corrélation $\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr^{1/6}$ (1.3).

En 2004, Lin et Armfield [10] ont étudié les fontaines à des nombres de Froude et Reynolds moyens. Ils ont trouvé que les zones de transition doivent être classées contrairement aux fontaines turbulentes, suivant le nombre de Froude et le nombre de Reynolds. Ils ont montré que les hauteurs de fontaines sont affectées par les effets des forces visqueuses du fluide et conclu que les hauteurs finales doivent être corrigées par le nombre de Reynolds et proposent la corrélation empirique suivante :

$$\frac{H_f}{D} = C \cdot Re^{1/4} \cdot Fr^{1/2} \quad (1.4)$$

En 2006, Kaye et Hunt [7] proposent un modèle théorique pour la détermination des hauteurs initiales de fontaine H_i . Ce modèle se base sur les hypothèses théoriques de Morton [5] pour les panaches turbulents. Ils ont montré que pour un nombre de Froude élevé la corrélation de Turner reste valide par contre elle change de nature pour des nombres Froude faible. En effet Kaye et Hunt montrent que l'exposant de la corrélation est égal à 1.

Kaye et Hunt ont exploité les résultats obtenus expérimentalement par Baines et al. [8] et numériquement par Lin et Armfield et ont montré que les hauteurs finales de fontaines turbulentes se comportent différemment suivant la plage des nombres de Froude dans laquelle elles sont calculées, ainsi ils mettent en évidence trois types de comportement, (tableau 1.1) :

Chapitre 1 : Etat de l'art

Tableau 1.1 : types de comportement des fontaines transitoires et turbulentes.

Nombre de Froude	Type de comportement	corrélation	Référence
$F_r \geq 4.5$	fontaine forcée	$\frac{H_f}{D} = C. F_r^{1/2}$	[7]
$0.5 \leq F_r \leq 4.5$	fontaine faible	$\frac{H_f}{D} = C. F_r$	[7]
$0 \leq F_r \leq 0.5$	fontaine très faible	$\frac{H_f}{D} = C. F_r^{1/3}$	[7]

Cette définition des régimes d'écoulements est celle le plus souvent admise et utilisée pour les fontaines.

En 2007, Wenxian lin et S.W Armfield ont étudié numériquement le comportement des fontaines transitoires axisymétriques (circulaires) à travers la Simulation Numérique Directe, à des nombres de Froude et de Reynolds moyens avec $1 \leq F_r \leq 8$ et $200 \leq R_e \leq 800$. Il est constaté qu'à $R_e \leq 200$, il y a une légère interaction sur l'interface entre l'écoulement ascendant et l'écoulement descendant aussi sur l'interface entre le fluide du milieu ambiant et l'écoulement descendant, cela pour des nombre de Fr allons jusqu'à 8. Par contre, pour $R_e > 200$, l'étendue de l'interaction entre ces interfaces augmente avec le nombre de Re. Ce résultat démontre que l'interaction entre les interfaces est fortement dépendante du nombre de Re alors qu'elle est beaucoup moins importante du nombre de Fr. les résultats de la SND ont montré que la hauteur maximal de pénétration z_m suit la loi $F_r^{3/2} R_e^{1/4}$ pour $1 \leq F_r \leq 8$ et $100 \leq R_e \leq 800$.

1.1.3. Fontaine laminaire

Les fontaines laminaires sont des fontaines pour lesquelles le nombre de Reynolds est inférieur à 200. Dans la figure 1.2 on montre la formation d'une fontaine laminaire par une visualisation à l'aide d'une caméra rapide.

Chapitre 1 : Etat de l'art

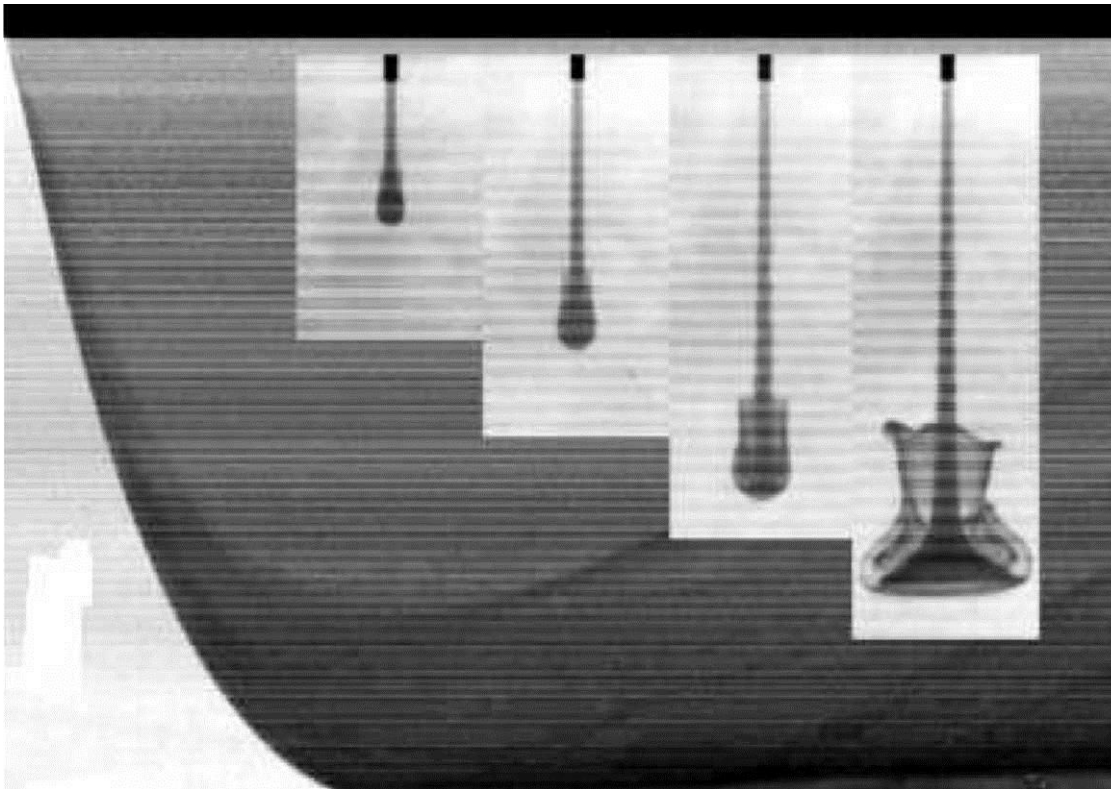


Figure 1.2: Formation d'une fontaine laminaire Conditions: $Q=0.127 \text{ cm}^3/\text{s}$, $D=0.1372 \text{ cm}$, $\Delta\rho/\rho = 4.5 \times 10^{-3}$, $t=0.5 \text{ s}$, 1 s , 2 s , et 4 s , Lin et Armfield [11, 12].

Lin et Armfield [11, 12] en 2000, dans leurs investigations ont utilisé une large plage de nombres Froude variant de 0.0025 à 1 pour les fontaines faibles suivant la définition de Kaye et Hunt et ils ont proposé eux aussi deux types de comportements différents, (tableau 1.2):

Tableau 1.2 : comportement des fontaines faibles laminaire.

F_r	Re	Type de fontaines	Corrélation	Référence
$0.2 < Fr < 0.5$	$10 < Re < 400$	Fontaine faible	$\frac{H_f}{D} = C. F_r^{1/2}$	[11,12]
$0.3125 \cdot 10^{-5} < Fr < 0.02$	$10 < Re < 1600$	Fontaine très faible	$\frac{H_f}{D} = C. R_e^{2/3} \cdot F_r^{1/3}$	[11,12]

Ils ont montré que pour les faibles nombres de Reynolds, la prise en compte des effets visqueux est importante pour une meilleure description des fontaines laminaires et transitoires. Cette conclusion est reprise dans l'étude théorique et expérimentale menée par Philippe et al.

Chapitre 1 : Etat de l'art

[13] en 2005. Leurs expériences ont consisté dans l'injection d'eau pure dans un réservoir rempli d'eau saline. Ils ont montré que les effets visqueux sont très significatifs et doivent être pris en compte dans l'évaluation des hauteurs finales de fontaines laminaires. La plage des nombres de Froude et de Reynolds utilisé dans ces expériences est de 0.5 à 20000 et de 0 à 160 respectivement, ils ont proposé que :

$$\frac{H_f}{D} = C \cdot R_e^{1/2} \cdot F_r^{1/2} \quad (1.5)$$

Les auteurs ont remarqué que l'écoulement ne se sépare pas en deux panaches interrégissant par un effet d'appel d'air l'un par rapport à l'autre et de l'environnement extérieur, mais plutôt par du frottement visqueux ainsi le mélangeage se fait par diffusion massique plus que par convection dans le milieu environnant de la fontaine.

Nous remarquons le manque de certitude dans les résultats des différentes études, (tableau 1.3) sur les fontaines verticales et dans le but d'apporter plus de précision, Williamson et al. [15] en 2008, ont réalisé un travail expérimental dans lequel ils ont repris l'intervalle des nombres de Froude et de Reynolds correspondants aux régimes laminaire et transitoire jusqu'à la limite inférieure du régime turbulent. Ils ont mis en évidence différentes instabilités et ont proposé une corrélation qui prend en compte les effets visqueux et ont défini les limites de son utilisation. La procédure expérimentale de Williamson et ses coauteurs consiste dans l'injections du bas vers le haut d'eau saline dans un réservoir rempli d'eau pure, les outils de visualisations sont deux cameras rapides.

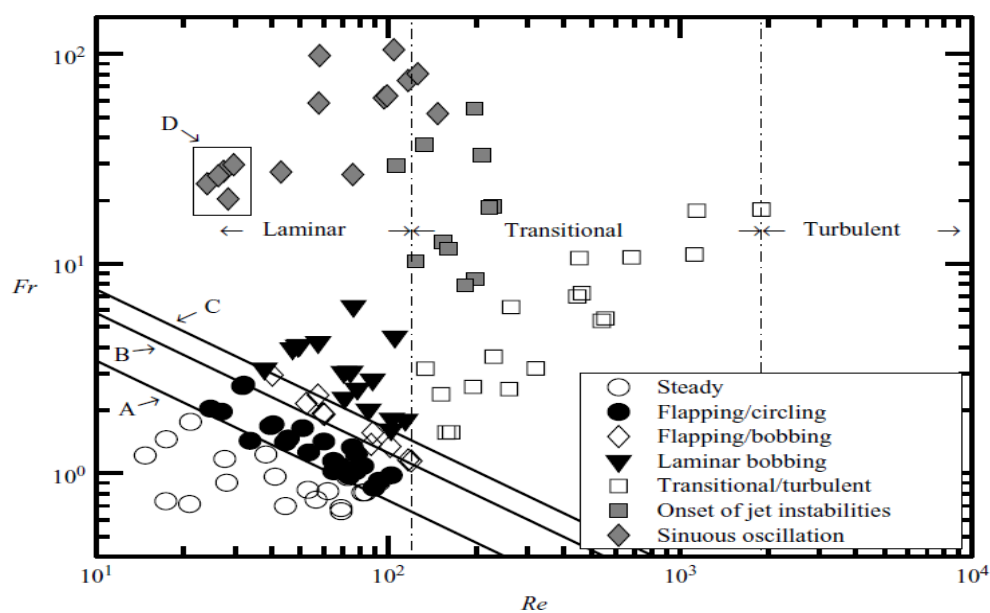
Les expériences ont été faites sur une plage du nombre de Froude variant de 0.25 à 5000 et une plage du nombre de Reynolds variant 15 à 1900. Ils ont mis en évidence plusieurs régimes instables qui sont délimités par des lignes continues d'équations $F_r^{1/2} = \frac{C}{R_e^{2/3}}$ (1.6), (figure 1.3). Nous remarquons que dans la région laminaire $Fr^{1/2} < 10$ et $Re < 200$, différents régimes d'écoulements existent et montrent une dépendance aux nombres de Reynolds et Froude.

Le premier régime est un régime permanent (steady), l'écoulement est stable et ne présente aucune instabilité. La constante C dans la corrélation qui délimite le régime stable vaut 14.2, (figure 1.4), (courbe A, figure 1.3).

Tableau 1.3 : Récapitulatif des études réalisées antérieurement.

Chapitre 1 : Etat de l'art

fontaine turbulente	Turner (1966) [1]	$H_f/D \sim Fr^{1/2}$	$Fr \geq 2$
	Pantzlaff et al (1999) [2]	$H_f/D = 3.32Fr^{1/2}$	$12.5 < Fr < 33800, 1740 < Re < 5420$
	Mizushina et al (1982) [3]	$H_f/D = 2.97Fr^{1/2}$	$112.5 < Fr < 3048, 2500 < Re < 15000$
Fontaine turbulente/ transitoire	Zhang et Badour (1998) [9]	$H_f/D \sim \begin{cases} Fr^{1/2} \\ Fr^{1/6} \end{cases}$	$\begin{cases} Fr \geq 24.5 \\ Fr \leq 24.5 \end{cases}$
	Lin et Armfield (2004) [10]	$H_f/D \sim Re^{1/4} Fr^{1/2}$	$1 < Fr < 32, 200 < Re < 1600$
	Kaye et Hunt (2006) [7]	$H_f/D \sim \begin{cases} Fr^{1/2} \\ Fr \\ Fr^{1/3} \end{cases}$	$\begin{cases} Fr \geq 4.5 \\ 4.5 \geq Fr \geq 0.5 \\ Fr \leq 0.5 \end{cases}$
Fontaine Laminaire	Lin et Armfield(2000) [11]	$H_f/D \sim Re^{2/3} Fr^{1/3}$	$0.3125 \cdot 10^{-5} < Fr < 0.02 \text{ et } 10 < Re < 1600$
	Lin et Armfield(2000) [12]	$H_f/D \sim Fr^{1/2}$	$0.02 < Fr < 0.5 \text{ et } 10 < Re < 400$
	Philippe et al. (2005) [13]	$H_f/D \sim Re^{1/2} Fr^{1/2}$	$0.5 < Fr < 20000 \text{ et } 0 < Re < 160$



Chapitre 1 : Etat de l'art

Figure 1.3 : Diagramme des Froude-Reynolds des différents régimes d'écoulements mis en évidence par Williamson et al [15].

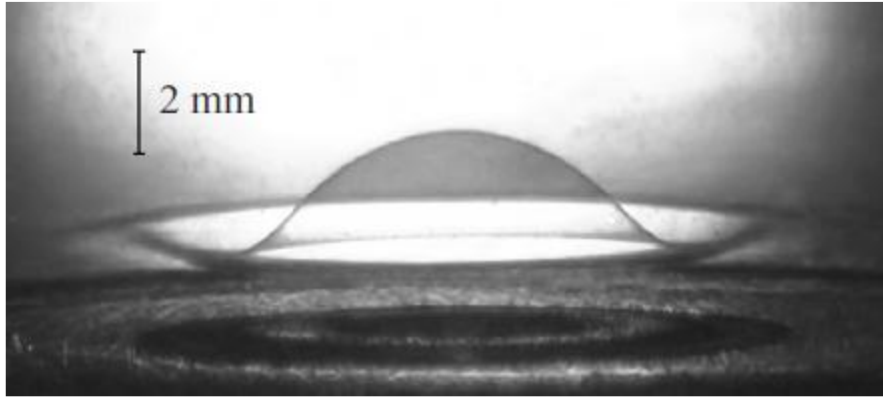
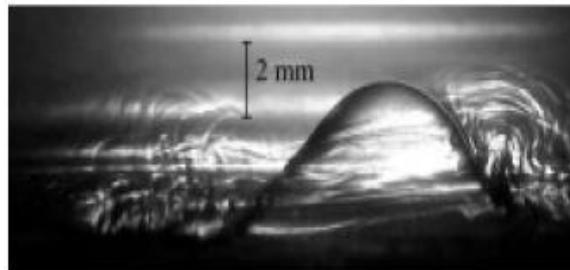


Figure 1.4 : visualisation d'une fontaine faible permanente $Re = 42$ et $Fr = 0.24$, avec $U = 0.88$ cm/s, $D = 4.8$ mm et $\Delta\rho/\rho = 0.00646$, Williamson et al [15].

En augmentant les nombres de Froude et de Reynolds, le régime devient instable et la fontaine oscille suivant deux modes. Le premier est le 'flapping' : la fontaine oscille dans un plan vertical qui contient son axe de symétrie. Le deuxième est le 'circling' : la fontaine tourne autour de l'axe de symétrie, son sommet toujours décalé. La combinaison des deux modes d'oscillation correspond au régime appelé 'flapping/circling'. La fontaine peut être du type flapping ou circling ou une combinaison des deux à la fois. Ce qui fait que la fontaine ne peut plus être considérée comme axisymétrique. Ces types de régimes sont délimitées par les courbes A et B de constante C dans la corrélation égale à 14.2 et 24 respectivement. La figure 1.5, illustre le mode 'flapping'.



Chapitre 1 : Etat de l'art

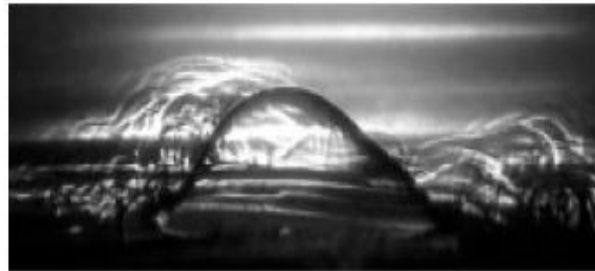
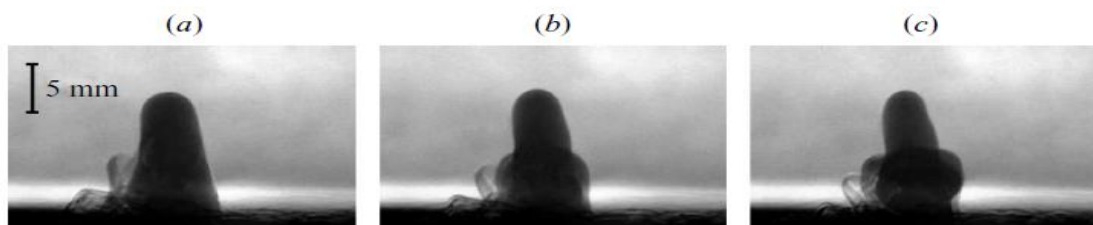


Figure.1.5 : Visualisation du mode d'oscillation 'flapping' à $Re = 144$ et $Fr = 0.5$, avec $U = 3.2$ cm/s, $D = 4.8$ mm et $\Delta\rho/\rho = 0.00454$, Williamson et al [15].

Le 'bobbing laminaire', (figure 1.6) est hautement instable et tridimensionnel. Ce type d'écoulement se caractérise par une grande fluctuation dans la hauteur finale de la fontaine. La différence de ce régime avec le 'flapping/circling' réside dans le fait que le sommet de la fontaine reste toujours dans l'axe de la buse d'injection. La région couverte par le 'bobbing laminaire' est délimitée par la droite $Fr^{1/2} = 10$, la courbe de Constante C dans la corrélation égale à 31.2 et $Re < 200$. Ce type d'instabilité se manifeste par une continuelle montée et descente de la fontaine puis un effondrement sur elle-même en éjectant de la matière sous forme de bulles. Entre les deux régions de 'flapping/circling' et de 'bobbing laminaire', il existe une région ou $24Re^{-2/3} < Fr^{1/2} < 31.2Re^{-2/3}$ qu'on appelle « flapping/bobbing ». Dans cette région les deux modes d'instabilité cohabitent et peuvent se manifester soit simultanément ou alternativement.



Chapitre 1 : Etat de l'art



Figure 1.6 : Visualisation du ‘bobbing laminaire’ à $Re = 246$ et $Fr = 1.5$, avec $U = 5.4$ cm/s, $D = 4.8$ mm et $\Delta\rho/\rho = 0.033$, Williamson et al [15].

Pour la région à faible nombre de Reynolds qui se situe à $Fr \geq 100$ nous voyons apparaître un phénomène intéressant, due principalement à l'interaction entre le panache redescendant et ascendant. Comme on peut le voir sur la figure 1.7, l'interaction provoque un comportement en oscillation sur tout le contour de la fontaine.

Chapitre 1 : Etat de l'art



Figure 1.7: Visualisation de fontaine à $F_r = 5515$ et $Re = 210$ avec $U=27.6\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, $D=0.76\text{mm}$ $\Delta\rho/\rho =0.00186$, Williamson et al [15].

Si on se fixe un nombre de Froude donné et qu'on fait croître le nombre de Reynolds, on remarque qu'à partir d'une certaine limite après avoir dépassé tous les régimes d'instabilité qui se situe dans la zone laminaire, l'écoulement devient de plus en plus chaotique, et entre dans la zone transitoire ($Re > 400$).

De toutes ces observations que Williamson a effectuées, on peut dire que la force de flottabilité stabilise la fontaine aux faibles nombres de Reynolds, et l'idée de Williamson est de considérer qu'à partir d'une certaine limite ou l'influence du nombre de Reynolds, n'est plus significative sur les hauteurs finales, alors à ce moment on peut considérer que l'on passe en zone de transition et que les forces de frottements sont négligeables.

On peut ajouter à ce propos que dans la zone laminaire le mélangeage du fluide injecté avec l'extérieur se fait essentiellement par diffusion de matière mais quand on entre en zone de transition on voit que l'écoulement devient plus chaotique et par conséquent le mélange se fait par l'entraînement de la matière. Quand on augmente le nombre de Reynolds la convection devient prépondérante et la diffusion de matière devient négligeable.

Afin de quantifier les hauteurs finales des fontaines, Williamson et al ont proposé la même corrélation que Philippe et al. [13], (figure 1.7.a) et ont remarqué que les points qui sont en zone de transition (les points entourés en rouge dans la figure 1.8) ne suivent pas parfaitement la corrélation proposée, ce qui peut nous faire croire qu'une définition de la zone laminaire pour les fontaines peut être faite à partir de l'observation des hauteurs finales de fontaines, et de l'influence des forces de viscosité sur ces dernières.

Chapitre 1 : Etat de l'art

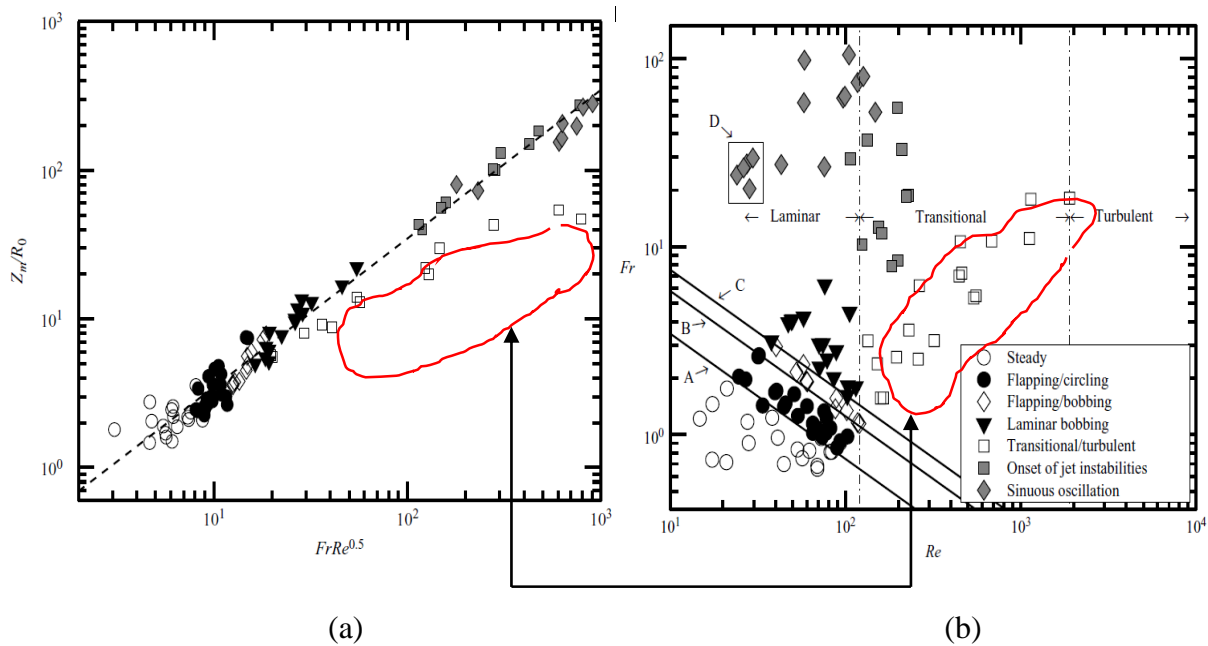
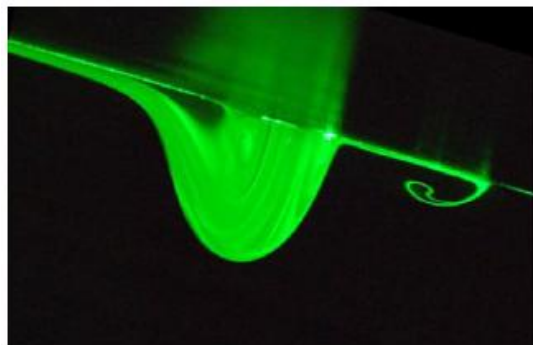


Figure 1.8 : (a) graphe logarithmique de $H_m/D = f(F_r^{1/2}, R_e^{1/2})$ (b) diagramme Froude Reynolds de Williamson et al [15].

En 2011 Lamorlette et al. [14] ont étudié expérimentalement les fontaines circulaires inversées faibles laminaires inclinées et mettent en évidence la perturbation des modes instables des fontaines laminaires circulaires par l'inclinaison. Les expériences se sont déroulées par l'injection non saillante, verticalement du haut vers le bas de l'hélium pur sur une plage de nombre de Reynolds et de Froude $50 < R_e < 169$ et $0,9 < F_r < 3$ respectivement et par l'injection d'un mélange d'air et d'hélium sur une plage de nombre de Reynolds et de Froude $37 < R_e < 128$ et $1,7 < F_r < 7,5$ dont l'angle de l'inclinaison γ varie entre $2,5^\circ$ et 15° . Les auteurs ont remarqué l'apparition de trois modes d'écoulement principaux en fonction de l'inclinaison et la vitesse d'injection.

Le premier est le mode « steady » qui est constaté pour toutes les valeurs de γ à des faibles vitesses d'entrée.



Chapitre 1 : Etat de l'art

Figure 1.9 : Image type d'une fontaine inclinée en régime 'stable' à $\gamma=12^\circ$,
Lamorlette et al. [14].

L'augmentation de la vitesse et à des faibles angles d'inclinaisons ($\gamma=5^\circ$), le régime 'bobbing alterné' apparaît immédiatement après le régime 'steady', figure (1.10).

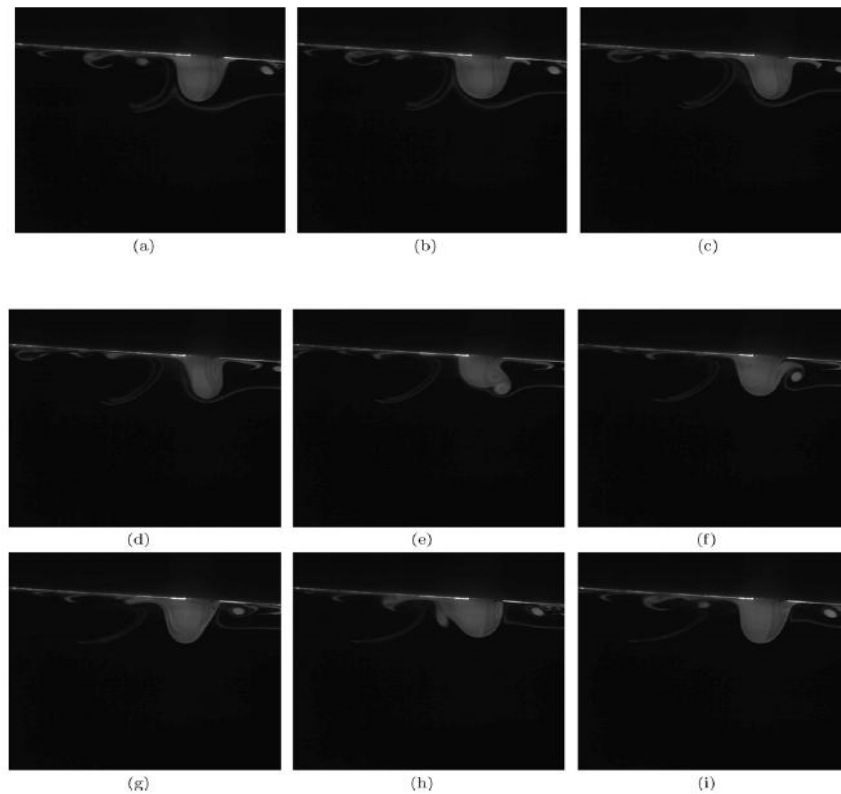
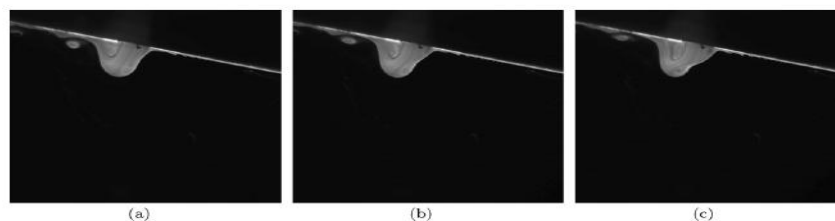


Figure 1.10: visualisation du régime 'bobbing alterné' à $F_r = 5,1$, $R_e = 102$ et $\gamma=2,5^\circ$,
Lamorlette et al. [14].

Le troisième régime qui vient juste après le 'bobbing alterné' quand l'angle d'inclinaison est augmenté est le 'bobbing avant'.



Chapitre 1 : Etat de l'art

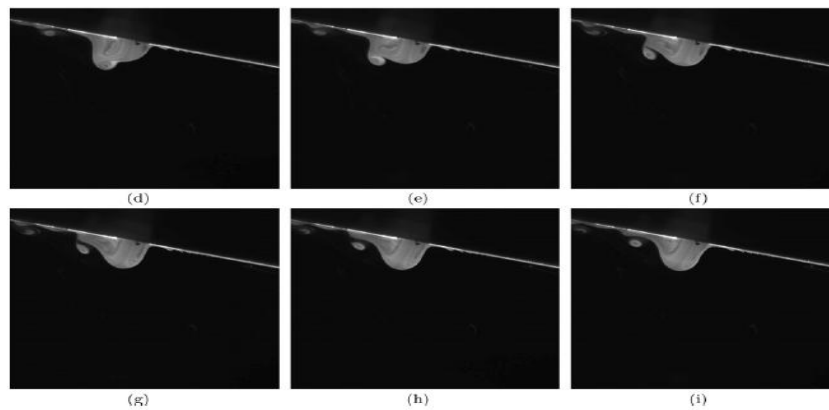


Figure 1.11 : visualisation du régime ‘bobbing avant’ à $F_r = 4,3$, $R_e = 93$ et $\gamma=12^\circ$, Lamorlette et al. [14].

Cette étude se conclue par un tracé délimitant les trois modes d'écoulement des fontaines laminaires inclinées donné par la vitesse d'injection en fonction de l'angle d'inclinaison.

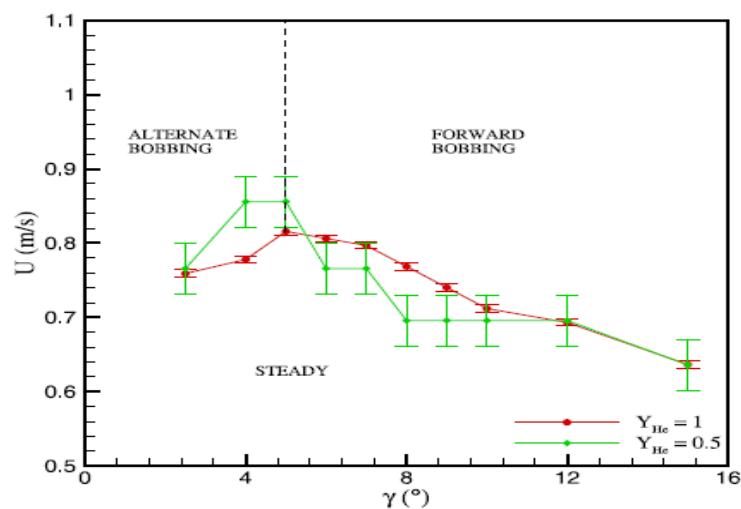


Figure 1.14: diagramme des régimes des fontaines inclinées donné par la vitesse d'injection en fonction de l'angle d'inclinaison U - γ , Lamorlette et al. [14].

1.1.4. Etudes des fontaines planes

Les fontaines planes sont des fontaines en deux dimensions, qui se développent sur un plan. Ce type de fontaine peut être produit par l'injection de fluide dans une buse rectangulaire dont la largeur est négligeable devant la longueur, (figure 1.9).

Chapitre 1 : Etat de l'art

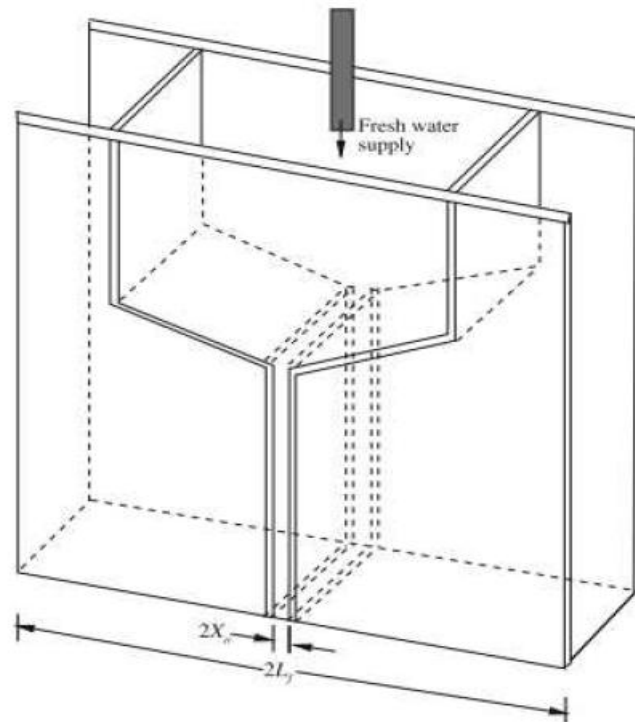


Figure 1.15 : schéma type d'un injecteur pour la production d'une fontaine plane, Srinaranaya et al. [16].

L'intérêt de ce type de configuration est une simplification du problème des fontaines, surtout dans les cas où les régimes d'instabilité sont fréquents et la fontaine n'est plus axisymétrique. En effet dans ce cas la modélisation mathématique devient compliquée car elle doit prendre en considération les trois dimensions de la fontaine, ce qui justifie largement l'utilisation des fontaines planes.

A titre d'information, Srinaranaya et al. [16], en 2009, ont étudié expérimentalement les fontaines planes et ont essayé de trouver les mêmes régimes d'instabilité pour les fontaines planes déjà rapportées pour les fontaines axisymétriques. Ils ont rapporté que le régime permanent existe pour les fontaines planes et se manifeste à de faibles nombres de Froude et de Reynolds, (figure 1.10).

Chapitre 1 : Etat de l'art

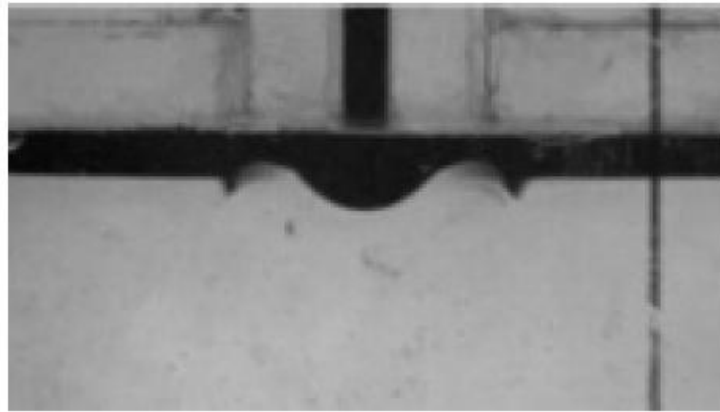
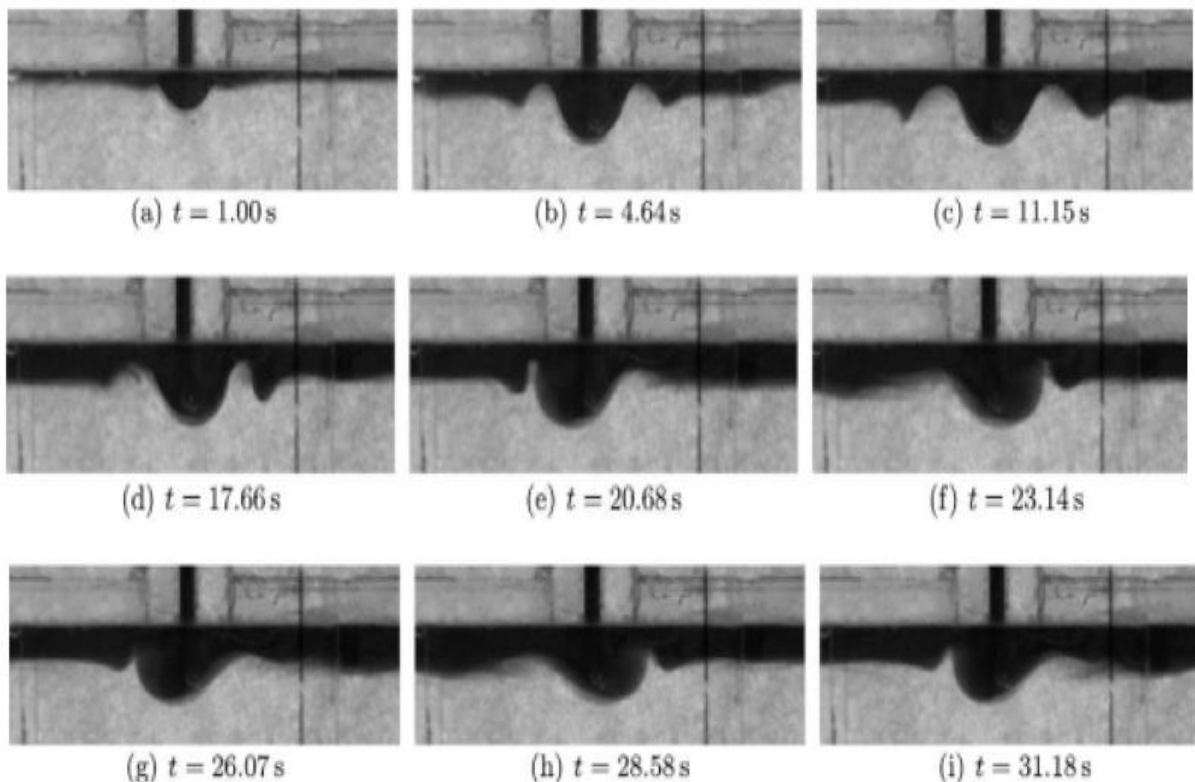


Figure 1.16 : visualisation d'une fontaine permanente (steady) plane à $Fr=1.4$ et $Re=28.6$, Srinaranaya et al. [16]

En augmentant le nombre de Froude et le nombre de Reynolds, les auteurs ont remarqué que la fontaine commence à devenir instable. Ce mode d'instabilité s'appelle 'flapping' et il s'apparente au 'flapping/circling' observé précédemment pour les fontaines axisymétriques, à la différence que le 'circling' a disparu du fait de l'élimination du troisième degré de liberté, (figure 1.11)



Chapitre 1 : Etat de l'art

Figure 1.17 : Évolution temporelle d'une fontaine plane en mode flapping à $Fr=2.8$ et $Re=20.6$, Srinaranaya et al. [16]

D'autres modes d'instabilités tels que le 'laminar unsteady' et le 'jet type behaviour' sont mis en évidence. Le 'laminar unsteady' s'apparente au 'bobing laminaire' mis en évidence par Williamson et al. [15].

Le diagramme Froude Reynolds présenté ci-dessous montre la répartition de tous ses régimes et la frontière de leur existence.

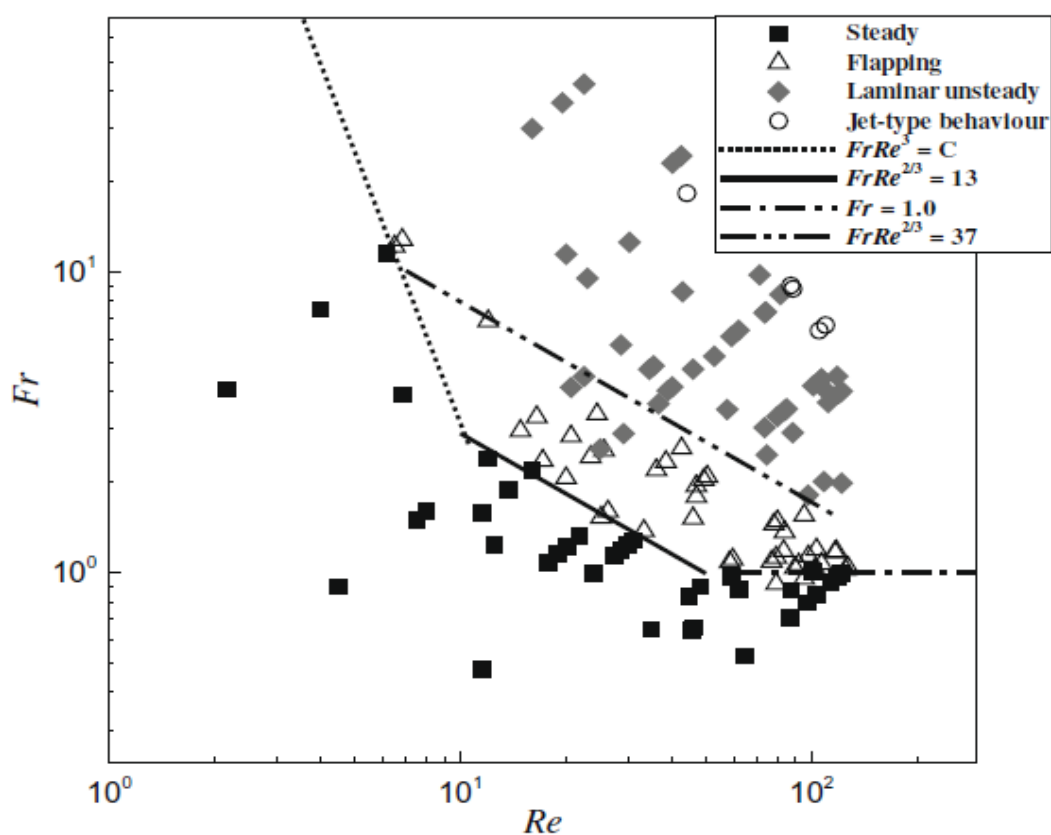


Figure 1.18 : Diagramme Froude Reynolds et les régimes d'instabilité des fontaines planes, Srinaranaya et al. [16].

1.1.4.1. Hauteur de fontaines planes

L'étude des hauteurs finales des fontaines planes a évolué de la même manière que les fontaines axisymétriques. Parmi les premières études faites sur les fontaines planes turbulentes on cite celle de Campbell et Turner [17]. L'hypothèse considérée concerne la dualité entre la flottabilité et l'inertie. Elle a permis de confirmer que le nombre de Froude est le seul qui

Chapitre 1 : Etat de l'art

gouverne les hauteurs de fontaines planes turbulentes. Leur corrélation est $H_f/X_i = C.F_r^{2/3}$. Cette étude fut confirmée par Baines et al. [18].

Mais l'étude de Srinarayana et al. [16] prouve qu'on ne peut pas considérer uniquement l'opposition des forces d'inertie et de flottabilité mais aussi les effets de la viscosité qui ont un impact important sur les hauteurs finales. Ils évaluent les hauteurs finales de fontaine empiriquement et proposent la corrélation suivante :

$$H_f/X_i = C.F_r^{1/2}R_e^{-1/2} \quad (1.7)$$

$$\text{Avec } F_r = U^2 / \sqrt{gX_i(\rho - \rho_0)/\rho} \text{ et } R_e = U_iX_i/\nu_i \quad (1.8)$$

Ou X_i est la largeur du canal d'injection

En 2007, Srinarayana et al. [17] ont étudié numériquement les fontaines laminaires planes et verticales dans un milieu homogène. Les simulations sont conduites avec une vitesse d'entrée uniforme, un nombre de $R_e = 100$, un nombre de $P_r = 7$ et une plage de nombre de Froude $0,25 \leq F_r \leq 10$. Trois régimes distincts sont identifiés.

Tableau 1.4 : hauteurs des fontaines pour chaque régime d'écoulement.

Régimes identifiés	F_r	Corrélations	Référence
Stable et symétrique	$0,25 \leq F_r \leq 2$	$z_m \sim F_r$	[17]
Instable avec oscillation latérale périodique	$2,25 \leq F_r \leq 3$	$z_m \sim F_r^{1,15}$	[17]
Instable avec oscillation latérale non périodique	$F_r \geq 4$	$z_m \sim F_r^{4/3}$	[17]

Srinarayana et al [17] ont constaté que le régime stable est similaire à celui constaté par Lin et Armfield [11] sur un rang : $0,25 \leq F_r \leq 1$. Pour ce qui est hauteurs de fontaines z_m , le régime stable et symétrique suit la loi linéaire établit par Lin et Armfield [11]. Pour les grands nombres de Froude, dans le régime instable apériodique z_m concorde avec la relation de Baines et al [8]. Dans le régime instable périodique, les auteurs proposent une loi de régression de la forme $z_m \sim F_r^{1,15}$.

Chapitre 1 : Etat de l'art

1.1.5. Etudes des fontaines inclinées

Il y a peu d'études sur les fontaines inclinées, nous citons celle de Lynn et al. [19] dans laquelle ils ont étudié expérimentalement les fontaines turbulentes inclinées.

Dans leurs expériences, ils ont varié l'angle d'inclinaison entre 0 et 75°, en considérant l'hypothèse des hauteurs finales obéissant à la loi empirique de Turner quel que soit l'angle d'inclinaison. Ils ont adimensionné la constante C dans la corrélation de telle manière à retrouver sa dépendance à l'angle d'inclinaison. Ils ont observé qu'entre 0 et 10° la hauteur de la fontaine augmentait jusqu'à atteindre un accroissement d'environ 20% à $\alpha=10^\circ$.

La constante C adimensionnée permet de tracer la courbe de la figure (1.13). Cette constante est donnée par la corrélation suivante :

$$C = (H_f/D)/F_r^{1/2} \quad (1.10)$$

Lamorlette et al ont étudié expérimentalement les fontaines faibles laminaires et inclinées qui permettent d'assurer que les modes instables des fontaines circulaires sont perturbés par l'inclinaison et la vitesse d'injection. Ils ont varié l'angle d'inclinaison entre 0 et 15°. Ils ont constaté que le mode stable est stabilisé par l'inclinaison jusqu'à ce qu'il atteigne un angle critique de $\gamma_{cr} = 5^\circ$ observé pour les deux concentrations d'hélium (plus grand est l'angle, mieux est la stabilisation). La figure ci-dessus délimite les frontières des modes instables sur un graphe $U = f(\gamma)$.

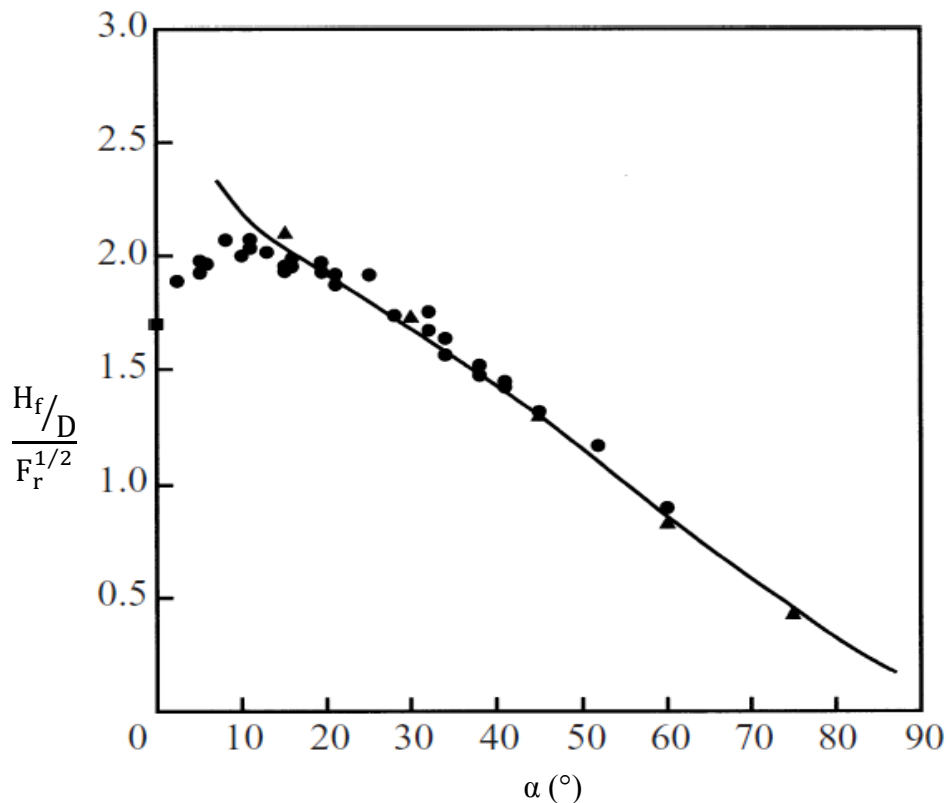


Figure 1.19 : Courbe de la constante $C=f(\alpha)$, Lynn et al. [19].

1.2. Position du problème

Il peut être constaté qu'un nombre importants d'études ont été faites sur les fontaines verticales, par contre peu sur les fontaines inclinées turbulentes. Au vue de la recherche bibliographique, il y a eu peu de travaux sur les fontaines inclinées laminaires. Lamorlette et al. [14] se sont intéressés à ces dernières expérimentalement mais en inclinées. Ils ont mis en évidences de nouveaux comportements des fontaines décrivant l'effet de l'inclinaison et la vitesse d'injection sur l'écoulement de la fontaine.

Par contre, nous nous sommes intéressés à étudier le comportement des fontaines faibles laminaires et inclinées, mais numériquement sur un logiciel de CFD, afin de vérifier l'aptitude de support numérique adopté à reproduire les instabilités dans l'écoulement des fontaines faibles en général en suite les confrontées à ceux mis en évidence antérieurement.

Chapitre 1 : Etat de l'art

Dans notre étude, nous nous sommes focalisés sur un mode d'écoulement instable mis en évidence par Lamorlette et al. [14] qui est le 'bobbing avant'. Nous nous sommes intéressés à délimiter ses frontières en terme d'angle d'inclinaison et de vitesse d'injection.

Par le fait que le 'bobbing avant' est un écoulement fréquentiel, nous caractérisons sa fréquence d'écoulement en fonction de l'angle d'inclinaison.

Chapitre 2

Etude numérique

Chapitre 2 : Etude numérique


2.1. Produits d'AnsysFluent

La famille de produit ANSYS, Inc est la suivante :

- **ANSYS Workbench** : des cadres de développement pour lesquels les demandes d'ANSYS sont construites. Les applications sont disponibles dans les domaines de la mécanique des structures, la géométrie, mécanique des fluides (CFD), dynamique rigides, l'électromagnétisme, l'optimisation et plus.
- **Mechanical APDL** : commande traditionnelle ANSYS interface pilotée.
- **ANSYS CFD** : solveurs État-de-la-art CFD, y compris CFX et Fluent.
- **ANSYS ICEM CFD** : application contenant l'outils de maillage avec pré-processing et fonctionnalités de post-traitement.
- **ANSYS AUTODYN** : solveur dynamique explicite pour les simulations non linéaires et transitoires impliquant de grandes déformations et des tensions, le comportement du matériau non-linéaire, flambement non-linéaire, contacte complexe, la fragmentation et la propagation des ondes de choc.
- **ANSYS LS-DYNA**: LSTC est LS-DYNA, technologie de résolution dynamique explicite avec la puissance pré / post-traitement de ANSYS. Ce couple puissant peut être utilisé pour simuler des essais de collision, forgeage, emboutissage de métal, et des échecs catastrophiques.

2.2. Choix du support numérique

Dans le cadre de notre étude, AnsysWorkbench version 14.5 adapté comme outil numérique pour réaliser des simulations numériques dans le but de produire des écoulements à faibles nombre de Reynolds et étudier ses caractéristiques.

AnsysWorkbench propose plusieurs choix de systèmes d'analyse dans les domaines de la mécanique des structures, mécanique des fluides (Computational Fluid Dynamics CFD), dynamique rigides, l'électromagnétisme, l'optimisation et plus, selon la nécessité et l'intérêt d'étude . Notre étude s'introduit dans le domaine de la mécanique des fluides par conséquent nous allons considérer le système d'analyse :  **mécanique des fluides (Fluent).**

Chapitre 2 : Etude numérique

Computational Fluid Dynamics (CFD) est la science qui s'intéresse à la de prédiction de l'écoulement des fluide, transfert de chaleur et de masse, les réactions chimiques, etc en résolvant numériquement l'ensemble des équations gouvernantes par la méthode des volumes finis. Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de volumes de contrôles. Les équations mathématiques sont un système d'équations algébriques ces dernières sont toutes résolues numériquement pour aboutir au champ de solution, à savoir :

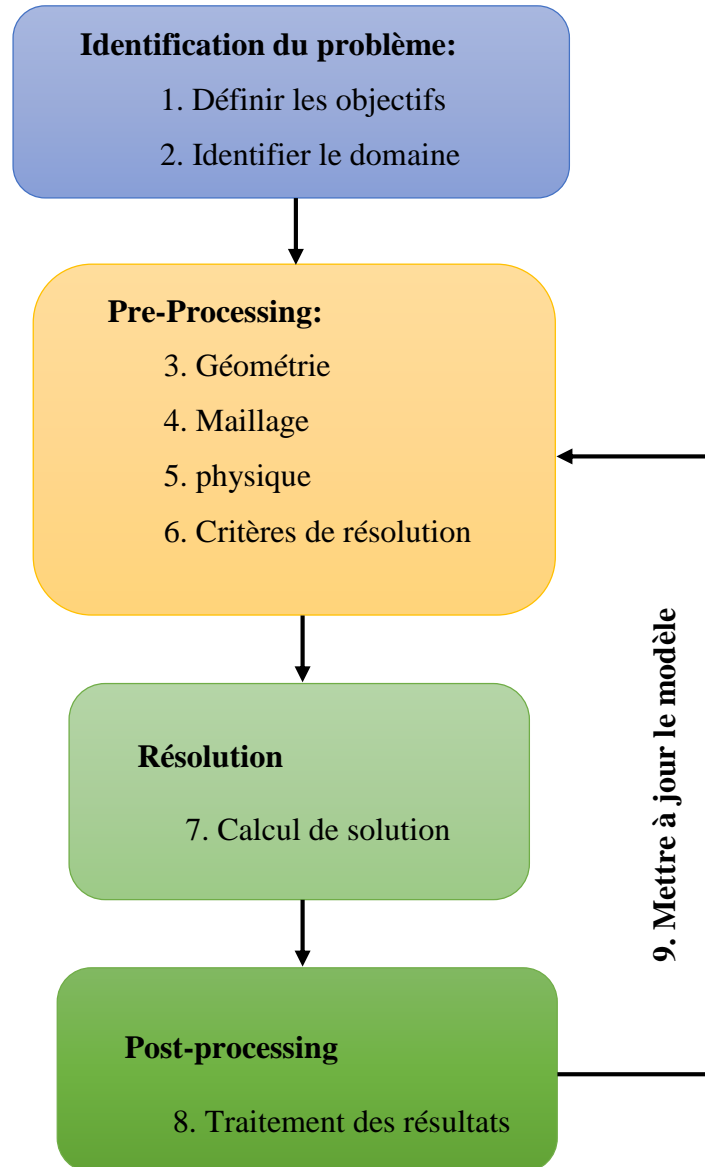
- Conservation de la masse.
- Conservation de la quantité de mouvement.
- Conservation de l'énergie.
- La conservation des espèces.

Analyse CFD complète les essais et l'expérimentation en réduisant l'effort total de l'acquisition et les coûts requis pour l'expérimentation et l'acquisition de données.

Chapitre 2 : Etude numérique

2.2.1. Schéma opérationnel de la CFD

La modélisation en CFD suit schéma la logique ci-dessous :



Afin de satisfaire l'algorithme ci-dessus, le système d'analyse : **mécanique des fluides (Fluent)**, dans AnsysWorkbench 14.5, est doté des modules nécessaires pour modéliser la géométrie, générer le maillage, introduire les paramètres de calcul de la solution et post-traiter les résultats obtenus, à savoir :

Chapitre 2 : Etude numérique

- **DesignModeler**

La géométrie du domaine de calcul est conçue à travers un modèle CAO déjà existant et cela se fait par l'extraction de la partie fluide d'une partie solide. Après, créer la partie fluide sur l'interface du DesignModeler. Il est important de chercher à simplifier la géométrie et de supprimer des fonctionnalités inutiles qui compliqueraient le maillage (filets, vis ...) aussi s'assurer de l'utilisation de symétrie qui seront bénéfique en gain de temps de maillage et de calcul.

- **MeshingModeler**

Le maillage divise la géométrie en plusieurs éléments. Celles-ci sont utilisées par le solveur CFD pour construire des volumes de contrôle. Le maillage doit être bien discuté pour pouvoir tirer les grandeurs d'intérêt, par exemple : le gradient vitesse, de pression et de température, etc.

- **Fluent**

FLUENT est un logiciel basé sur la méthode des volumes finis qui permet la résolution des équations régissant les écoulements des fluides (équation de continuité, équation de la quantité de mouvement, équation d'énergie). Il dispose d'une interface de scripts pour automatiser les processus de calcul et d'un nombre relativement important de modèles disponibles, pouvant couvrir plusieurs aspects de la mécanique des fluides comme les écoulements diphasiques (miscible, non miscible, cavitation, solidification), turbulence (LES, K- ϵ , K-w, Reynolds Stress Model (RSM)...), combustion (pré-mélangée et non pré-mélangée), transport de particules,... Il résout simultanément les phénomènes thermiques, chimiques, multiphasiques, aérodynamique et aéroacoustiques.

- Un solveur : il permet de définir numériquement les conditions initiales et aux limites, ainsi que le processus itératif. Il s'agit d'un solveur uniquement qui ne comporte pas un mailleur donc le maillage doit être effectué par un logiciel de maillage ;
- Un post-processeur : il permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine et surtout les résultats obtenus.

Chapitre 2 : Etude numérique

2.3. Modélisation numérique

D'après notre étude bibliographique nous avons constaté qu'il n'y avait pas eu des travaux numériques sur les fontaines faibles laminaires avec le code CFD FLUENT.

R.Mehaddi [20] a modélisé l'écoulement des fontaines faibles, laminaires et inclinées sur le logiciel FDS (Fire Dynamic Simulator). Ses travaux ont conduit à conclure que FDS n'est pas approprié pour la simulation des fontaines en régime laminaire. Pour une utilisation efficace du logiciel FDS il est recommandé de simuler des écoulements turbulents à grande échelle.

Pour espérer avoir des résultats de simulations numériques sur AnsysWorkbench, nous avons envisagé de reproduire une des expériences de Srynarayana et al. [16] numériquement dans le but de prendre une piste de départ. Nous avons choisis de prendre le cas référence présenté dans la figure (1.11) avec $F_r = 2,8$ et $R_e = 20,6$ dont le mode instable 'flapping' est présenté et le comparé avec celui obtenu par simulation numérique.

2.3.1. Conception de la géométrie

Pour concevoir un domaine de calcul sur le DesignModeler, il faut définir un diamètre d'injection de mélange à la source et délimiter les frontières de la maquette. Pour cette raison, nous avons pensé à reproduire l'expérience de Srynarayana et al. [16] présentée dans la figure (1.17).

Pour se rapprocher numériquement du cas étudié par Srynarayana et al. [16] expérimentalement, il faut travailler dans les mêmes conditions. Pour cela, nous avons aussi imposé un rapport de densité relative $\Delta\rho/\rho_\infty = 0,097$ et un débit volumétrique de $Q_m = 0,762 \text{ L/s}$, qui sont déjà considérées dans leurs travaux.

A partir des paramètres pris en considération F_r , R_e , $\Delta\rho/\rho_\infty$ et Q_m nous avons aboutis à un diamètre de buse d'injection dénoté b_0 avec :

$$b_0 = 8,2\text{mm.}$$

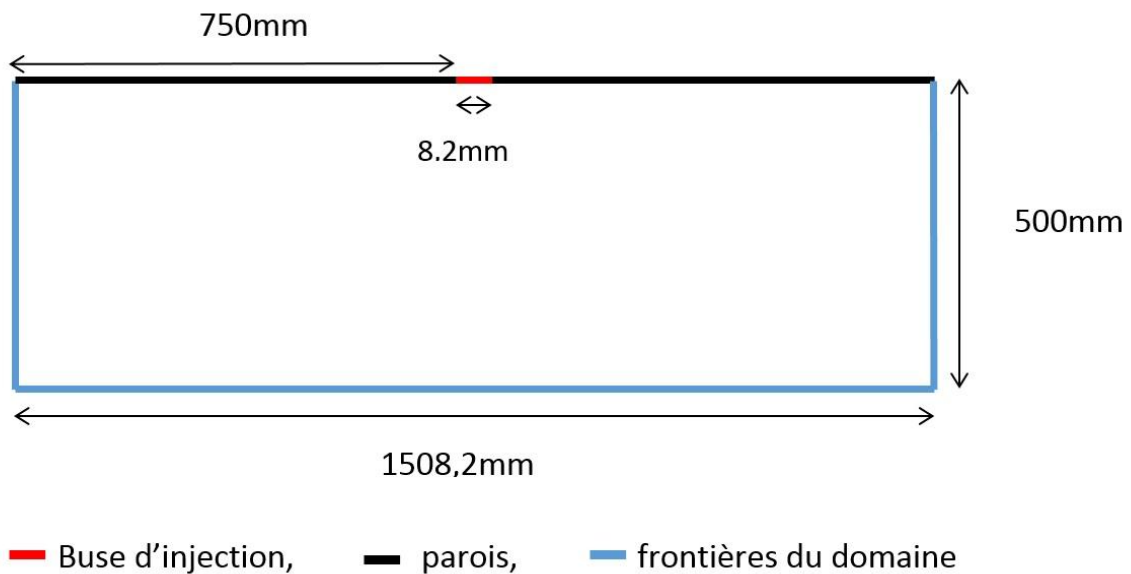


Figure 2.2 : Dimension de la maquette utilisée dans la modélisation numérique

Les dimensions des frontières et de la paroi sont fixées après plusieurs simulations, on tenant compte de temps de génération de maillage, du temps de calcul et l'effet des conditions aux limites sur l'écoulement du fluide de la fontaine.

2.3.2. Génération de maillage :

Le module MeshingModeler offre deux options de maillage :

- Maillage par défaut.
- Maillage personnalisé.

Le maillage par défaut ne nous donne pas la liberté d'intervenir sur les régions de calcul qui nous intéresse. Il génère un maillage non structuré arbitrairement, mixte avec des structures triangulaires et quadrilatérales. Cette configuration ne nous arrange pas car les structures ne sont pas de même dimension, raffinées au niveau des arêtes et grossier au centre du domaine de calcul.

Par contre, le maillage personnalisé nous donne le droit d'intervenir sur chaque élément de la géométrie, de le diviser par nombre d'élément ou taille d'élément. Il offre la possibilité de générer un maillage structuré (des mailles rectangulaires uniquement) bien mappé ou bien de non structuré avec des mailles triangulaires de même tailles.

Chapitre 2 : Etude numérique

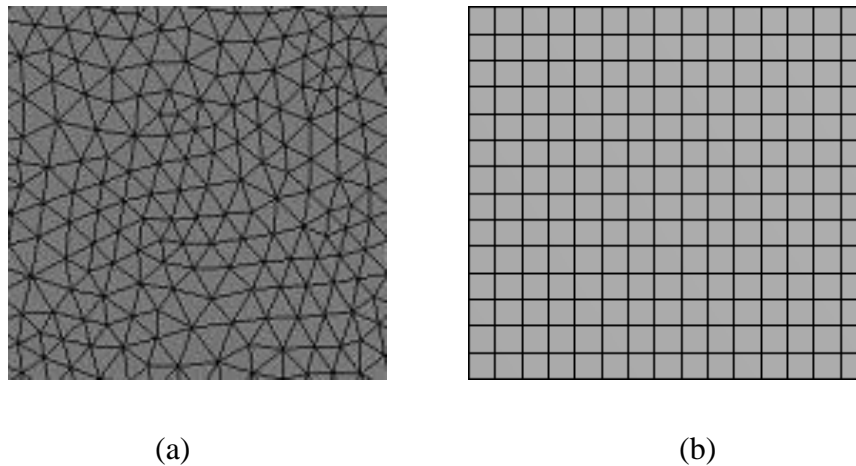


Figure 2.3 : (a) maillage non structuré, (b) maillage structuré,

Le maillage personnalisé nous offre l'opportunité de raffiner et serrer plus le maillage sur les régions d'intérêt (régions où s'écoule le fluide en question) d'autres parts écarter le maillage dans les zones mortes (les régions qui ne sont pas atteintes par l'écoulement du fluide en question). Cette option nous attribue un grand avantage pour gagner en nombre d'éléments, en temps du maillage et en temps de calcul.

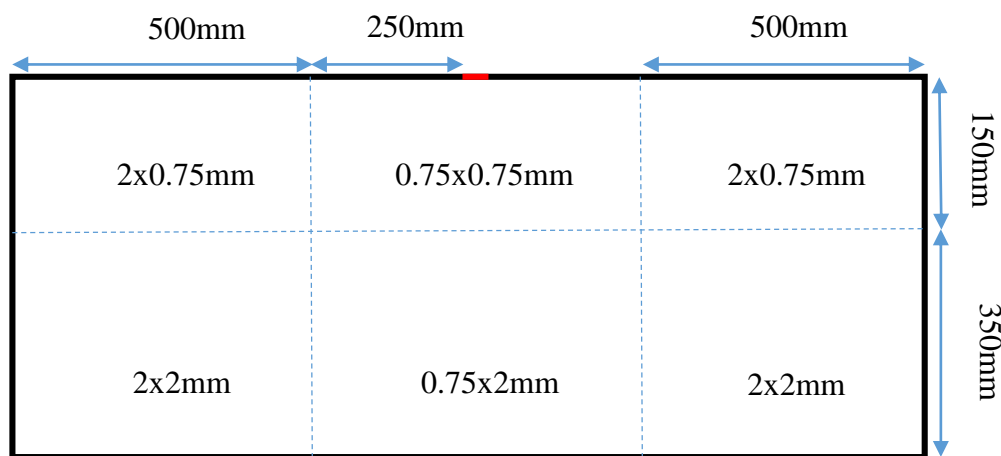


Figure 2.4: descriptive de la modélisation du maillage sur MeshingModeler.

La figure (2.4) montre la distribution du maillage sur la maquette et la taille des éléments dans chaque région. La zone qui nous intéresse est la plus raffinée et les zones qui l'entourent ne sont pas raffinées mais pas aussi grossière.

Dans le cadre de notre étude nous avons choisi l'option du maillage personnalisé. Le maillage effectué est un maillage structuré fin, constitué de 442125 éléments.

Chapitre 2 : Etude numérique

Après ou avant le maillage une opération importante doit être effectuée : la sélection nommée. La sélection nommée consiste à nommer les arêtes du domaine de calcul pour pouvoir imposer les conditions initiales et les conditions aux limites lors du passage vers l'interface Fluent.

2.3.3. Configuration numérique du modèle

2.3.3.1. Hypothèses simplificatrices

➤ Modélisation 2D

Nous avons envisagé le modèle 2D pour simplifier le problème car les modèles en 2D sont faciles à concevoir et à facile à générer un maillage structuré en cas de besoin. En plus, dans les travaux réalisés par R.Mehaddi [20] sur FDS, la fontaine se propage d'une manière symétrique ce qui nous permet de voir le modèle 2D comme un plan de symétrie de l'écoulement de la fontaine.

➤ Ecoulement incompressible

On va supposer que l'écoulement est incompressible, c'est-à-dire que la densité de chaque particule de fluide reste la même au cours du mouvement. La validité de cette hypothèse impose un nombre de Mach (il représente le rapport de la vitesse de l'écoulement par la vitesse du son) très inférieur à 1, ce qui est bien vérifié dans notre cas.

➤ Milieux Boussinesq

Un milieu est dit Boussinesq si le rapport de densité relative est très inférieur devant 1, $\Delta\rho/\rho_\infty \ll 1$, ce qui veut dire que les fluides ont une masse volumique constante. Elle est utilisée dans les équations de mécanique des fluides pour négliger les forces de compression exceptée pour calculer les forces de flottabilité. Donc notre cas vérifie cette hypothèse avec $\Delta\rho/\rho_\infty = 0,097$

➤ Régime laminaire

On envisage le cas des écoulements à faibles nombres de Reynolds.

Chapitre 2 : Etude numérique

➤ Régime transitoire

Puisqu'on est en train d'étudier des écoulements instables dont le mode d'écoulement change en fonction du temps. On va supposer que le régime d'écoulement est transitoire, c'est-à-dire l'écoulement du fluide varie en moyenne au cours du temps.

➤ **Température constante** avec $T=293$ K.

➤ **Système d'équation**

Les équations prises en compte dans le cadre de notre étude sont :

○ L'équation de conservation de masse

Pour un fluide homogène et incompressible la conservation de la masse au cours du temps se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

avec $i=1, 2, 3$ respectivement pour x, y, z .

○ L'équation de conservation de la quantité de mouvement

La conservation de la quantité de mouvement est régie par l'équation suivante :

$$\frac{\partial(\rho u)_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial(\tau_{ij})}{\partial x_j} + \rho f_i \quad (2.2)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l}, \quad l = i \text{ et } l = j. \quad (2.3)$$

Avec :

P : la pression statique.

f_i : les forces volumiques.

τ_{ij} : les contraintes visqueuses.

μ : la viscosité dynamique du fluide.

ν : la viscosité cinématique.

δ_{ij} : le symbole de Kronecker.

En introduisant l'équation (2.3) dans (2.2), on obtient pour le cas d'un fluide incompressible dont les propriétés thermodynamiques sont constantes, l'équation suivante :

Chapitre 2 : Etude numérique

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i \quad (2.4)$$

- L'équation de conservation des espèces (concentration)

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i C)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D \frac{\partial C}{\partial x_i} \right) \quad (2.5)$$

Avec :

D : le coefficient de diffusion ;
C : la concentration des espèces dans le fluide.

- Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (2.6)$$

Avec :

$a = \lambda / \rho C_p$: La diffusivité thermique du fluide.

λ : La conductivité thermique du fluide.

ρ : La masse volumique du fluide.

C_p : La capacité thermique du fluide.

2.3.3.2. Configuration du modèle numérique

Après l'étape de génération du maillage, une étape très sophistiquée de point de vue modélisation numérique qui consiste à :

- Lancer le solveur approprié pour la modélisation en deux dimensions.
- Sélectionner les modèles physiques.
Dans cette étape on active le modèle d'écoulement laminaire ainsi que le modèle 'species' pour activer l'équation du transport des espèces.
- Définir les propriétés des matériaux.
Définir le fluide d'écoulement et introduire ses propriétés chimiques et thermodynamiques.
- Définir les conditions de calcul.
- Définir les conditions aux limites (résumées dans le tableau 2.1).
- Initialiser le modèle.

Chapitre 2 : Etude numérique

- Régler les critères de convergence.
- Lancer et surveiller le calcul.

Post-Processing : Il s'agit dans cette étape :

- D'interagir avec le solveur.
- D'analyser les résultats de simulation : Il s'agit de la partie la plus importante. Il faut vérifier la cohérence physique des résultats obtenus en les comparant dans la mesure du possible avec des résultats expérimentaux.

Tableau 2.1 : tableau récapitulatif des conditions aux limites utilisées au cours des simulations.

Géométrie	Conditions aux limites	Conditions Fluent	Vitesse d'injection	T (K)	Fraction massique
Buse d'injection	Vitesse à l'injection (cte)	Velocity inlet	$0.2 \leq U_0 \leq 0.65$	293	$X_{he} = 0.018$
paroi	isotherme	wall	/	293	/
Frontières du domaine	Pression atmosphérique	Pressure outlet	/	293	/

Chapitre 3

Résultats et interprétations

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

Dans ce chapitre nous présentons les différents résultats des simulations numériques réalisées et leurs interprétations. On commence tout d'abord par une étude de faisabilité met en évidence la possibilité d'Ansys Fluent à produire des instabilités pour les écoulements laminaires. L'effet de l'angle d'inclinaison et de la vitesse d'injection a été aussi étudié et présenté. Nous décrivons ensuite les phénomènes d'instabilité observés et nous définissons leurs frontières. Enfin, nous proposons des relations empiriques qui nous permettent de prédire l'évolution des fréquences des détachements tourbillonnaires en fonction de l'angle d'inclinaison.

3.1. Etude de faisabilité

Au début, nous ne savons pas qu'Ansys Fluent peut produire des écoulements laminaires à faibles nombre de Reynolds. Dans le but de le vérifier, nous avons considéré les données de Srinarayana et al. [16] pour le cas des fontaines laminaires planes, dans nos simulations par l'outil Ansys Fluent pour obtenir les instabilités obtenues expérimentalement dans leurs études.

Un cas type de la première instabilité 'le flapping' observée par les auteurs, est décrit dans le chapitre 1 pour les nombres de Froude et de Reynolds, $F_r = 2,8$ et $Re = 20,6$. Srinarayana et al ont utilisé dans leur étude l'injection de l'eau douce dans l'eau saline (eau douce + NaCl) à un angle d'inclinaison du plan d'injection nul. Dans notre présente étude, nous sommes arrivés produire des instabilités avec Ansys Fluent aux conditions de Srinarayana et al [ref], avec un mélange d'air et d'hélium. Dans le tableau (3.1), les conditions de simulations sont résumées.

Tableau 3.1: conditions de simulation.

Fluide d'injection	Air ($\rho_{air} = 1.22 \text{ kg/m}^3$) + hélium ($\rho_{he} = 0.17 \text{ kg/m}^3$) Fraction massique de $X_{he} = 0.018$
Vitesse d'injection constante	$U_0 = 0.2 \text{ m/s}$
Rapport de densité relatif	$\Delta\rho/\rho_\infty = 0,097$
Température de mélange	293 K

Le mode instable 'flapping' se manifeste par un mouvement de battement transversal qui peut être caractérisé par la vitesse de l'écoulement selon la direction transversale, V_x . Afin de suivre l'évolution dans le temps de l'écoulement et vérifier l'apparition du mode d'écoulement instable 'le flapping', nous avons placé un capteur à 20mm au-dessous du centre de la buse d'injection pour mesurer cette vitesse transversale V_x . Le résultat est montré dans la figure (3.1).

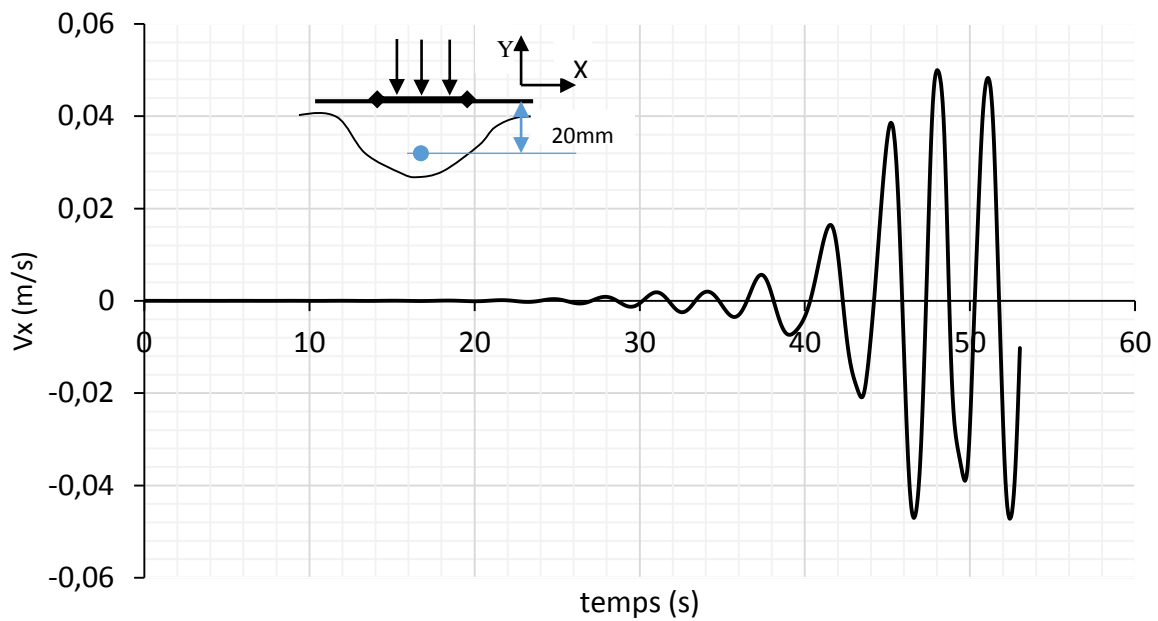


Figure 3.1 : graphe de la vitesse transversale en fonction du temps.

3.1.1. Régimes observés

Dans la figure (3.1) l'aspect oscillatoire de l'écoulement de la fontaine est montré. L'écoulement se divise en deux parties différentes. La première, concerne le régime stable, avec une vitesse transversale égale à zéro et elle dure environ 26s. Ce régime est illustré aussi sur la figure (3.2) par la présentation du champ de vitesse et du contour de densité.

Pour Froude égale à 2,8 et Reynolds égale à 20,6, la fontaine exhibe une instabilité 'le flapping', figure (3.1) et (3.2). Dans la figure (3.1), la structure de la fontaine est initialement similaire à celle d'un régime stable jusqu'à $t=21,3s$. La fontaine devient instable à $t=26s$. Elle oscille de droite vers la gauche, 'le flapping'. Cette instabilité augmente en intensité entre les instants 26s jusqu'à 44,2s, puis elle s'installe dans le temps avec une fréquence d'environ 3,1s.

Qualitativement, ce comportement est similaire à celui rapporté dans les travaux numériques et expérimentaux de Srinarayana et al. [17], Srinarayana et al. [16] et Williamson et al.[15]

Dans la figure (3.2) (a) et (b), nous présentons le champ de vitesse et le contour de densité de l'écoulement dans la phase stable, entre le début de l'injection et 26s de simulation. Les résultats montrent la symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe de la buse d'injection. Le fluide a tendance s'écouler d'une manière identique sur les deux côtés. De part et d'autre de l'axe, deux zones tourbillonnaires sont observées, figure (3.2.a). Sur la figure (3.2.b), on montre

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

clairement qu'il y a une symétrie à travers les contours de densité. L'allure de cette phase d'écoulement a une forme similaire à une cloche.

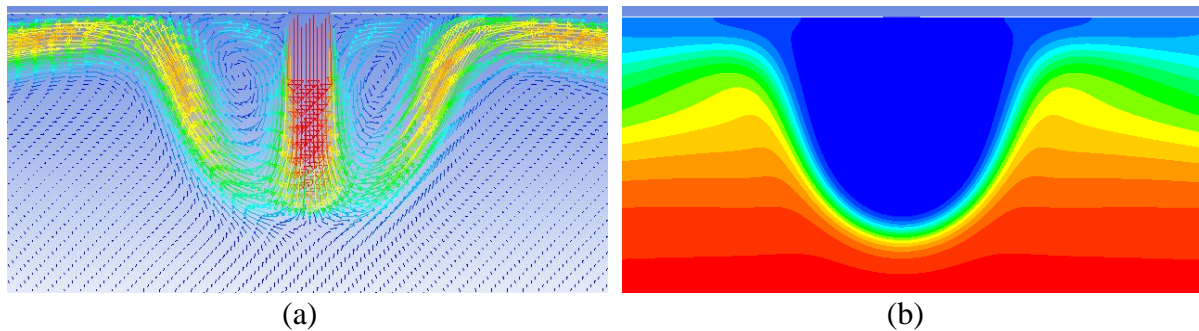


Figure 3.2 : fontaine en régime stable, (a) champs de vecteurs vitesse (b) contour de densité.

Ce régime est suivi par l'instabilité 'le flapping', avec une vitesse transversale moyenne positive d'environ 0,045m/s et une vitesse transversale moyenne négative d'environ 0,044m/s. L'instabilité est mise en évidence par la séquence d'images de la figure (3.3). Nous avons présenté seulement cette instabilité sur une durée de 7 à 8s, quand le régime instable est établi. L'intensité de l'instabilité est faible entre 26s et 45s. Cette dernière augmente et devient uniforme après 45s. Une séquence d'images est illustrée pour la phase instable 'le flapping', entre 45,2s et 48,3s sur environ une période.

La figure 3.3 montre l'évolution en fonction du temps d'une fontaine laminaire en mode instable 'le flapping' à $Re = 20,6$ et $Fr = 2,8$. La série d'images présentée exhibe un mouvement de battement de la droite vers la gauche.

Ce mode se défile avec une fréquence plus au moins constante, figure (3.1). La fréquence prélevée dans cette séquence est d'environ 3,1s. Comparée à celle présentée dans l'étude de Srinarayana et al. [16], elle est d'environ la moitié. Cette différence peut être expliquée par le fait que les fluides utilisés dans l'étude de Srinarayana et al. [16] sont incompressibles (eau et eau saline), par contre dans notre présente étude, les fluides sont des gaz, bien que à faible vitesse, ils sont considérés comme incompressibles.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

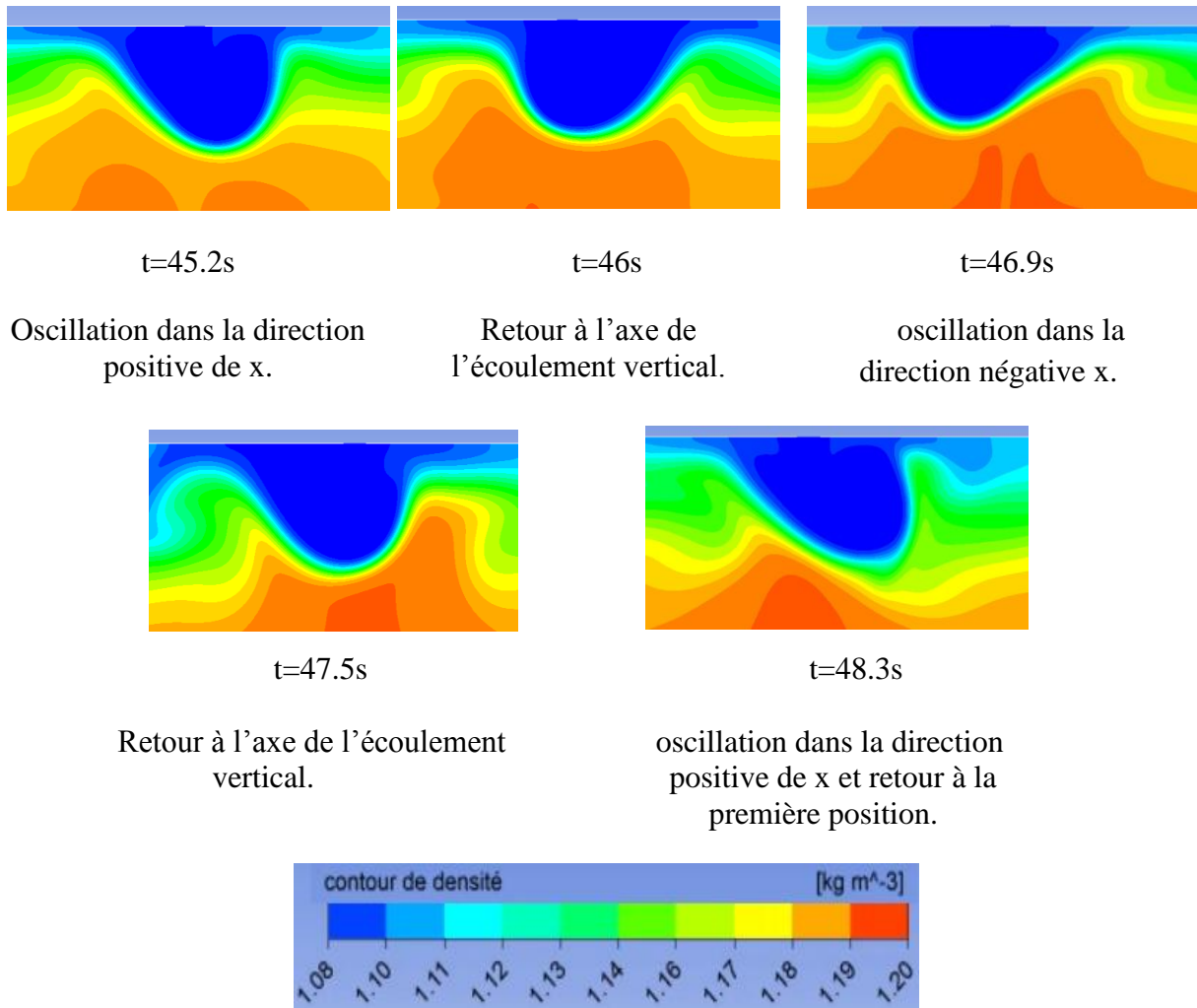


Figure 3.3 : mode instable ‘le flapping’ d’une fontaine ($R_e = 20,6$ et $F_r = 2,8$).

3.1.2. Hauteur de la fontaine

Srinarayana et al. [16] ont étudié dans leurs expériences les hauteurs finales des fontaines stables. Ils ont établi une corrélation, équation (3.1), qui lie la hauteur adimensionnelle z_m aux nombres de Froude et de Reynolds.

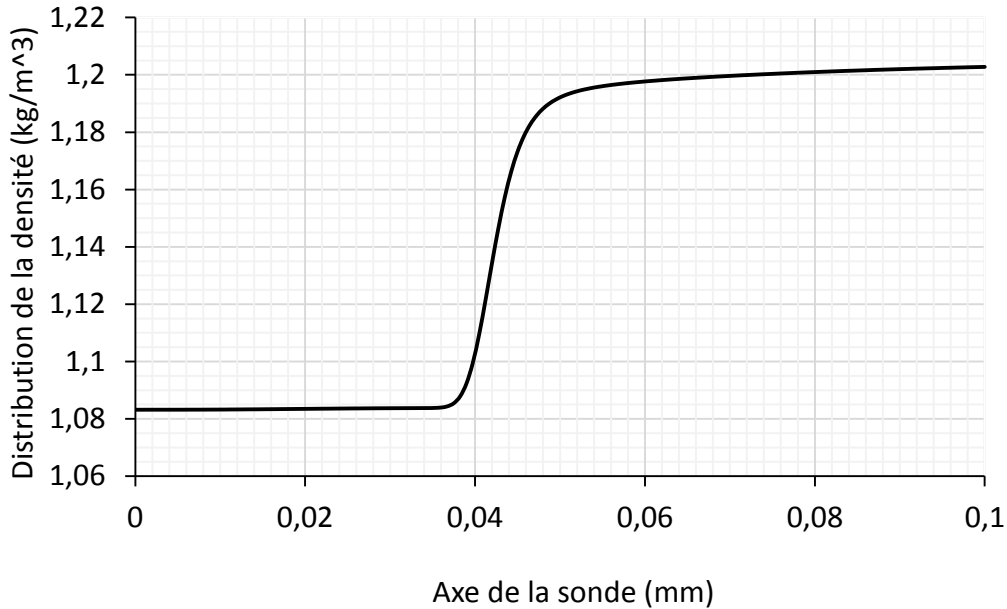
$$z_m \sim F_r R_e^{-1/2} \quad (3.1)$$

z_m est adimensionné par rapport à la dimension caractéristique de la buse.

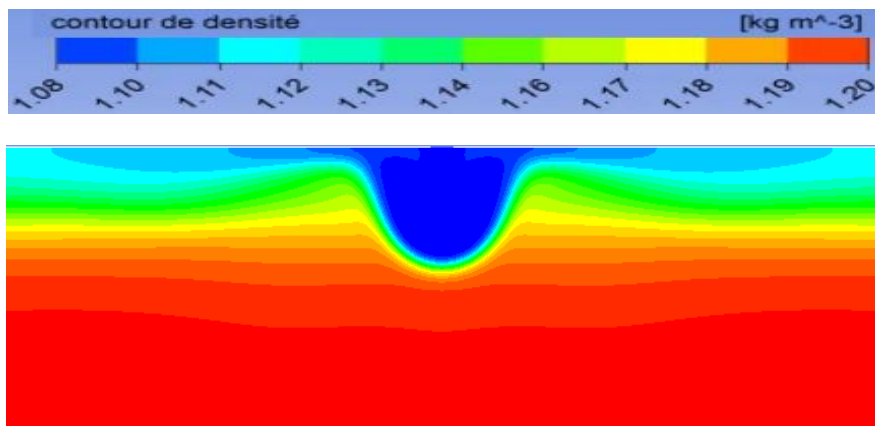
Dans notre travail, on s’est intéressé aux hauteurs de pénétrations h_m des fontaines laminaires, on a donc placé une sonde de 100 mm de profondeur au centre de la buse d’injection et on a prélevé la distribution de la densité et la distribution de la vitesse verticale le long de la sonde dans le but d’évaluer la hauteur de pénétration de la fontaine.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

Les résultats de la distribution de la densité et de la vitesse sont présentés dans les figures (3.4) et (3.5).



(a)



(b)

Figure 3.4 : hauteur maximale à t=19s, (a) distribution de la densité le long de la sonde (b) contour de densité le long de la sonde.

La figure (3.4.a) présente la distribution de la densité à t=19s le long de la sonde et montre l'interaction entre le fluide du mélange d'injection et l'air ambiant dans la figure (3.4.b). La figure (3.4.a) est constituée de trois zones différentes, la première est constante sur un palier de 38mm de longueur sur l'axe de la sonde avec une densité de $1,08 \text{ kg/m}^3$. Dans la seconde, la densité varie entre $1,08 \text{ kg/m}^3$ et $1,2 \text{ kg/m}^3$ sur une longueur de 26mm. La densité est constante $1,2 \text{ kg/m}^3$ à dans la troisième zone sur le reste de la longueur de la sonde.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

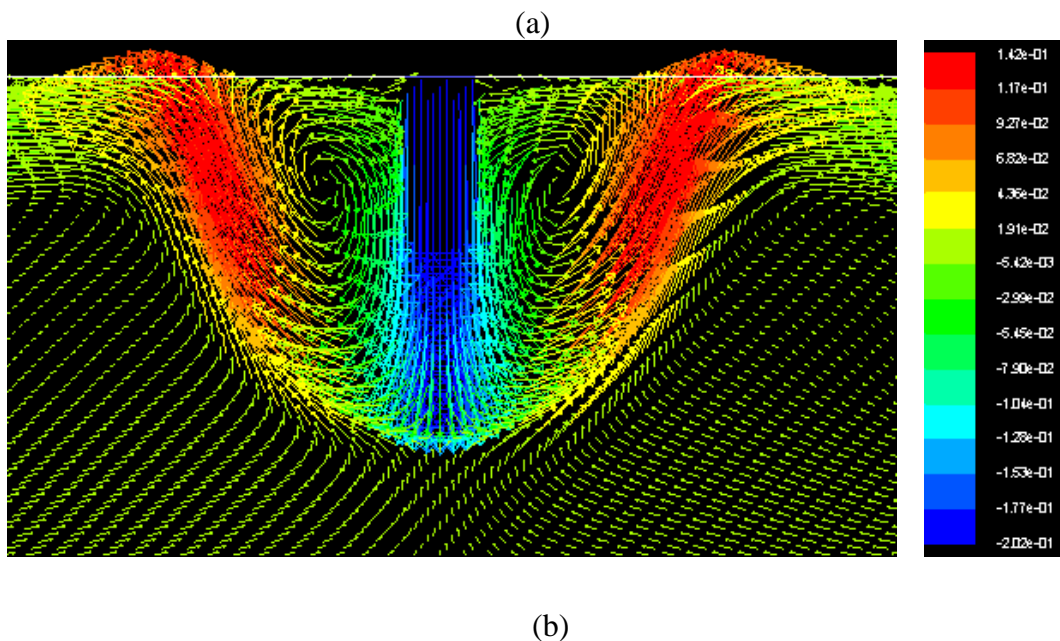
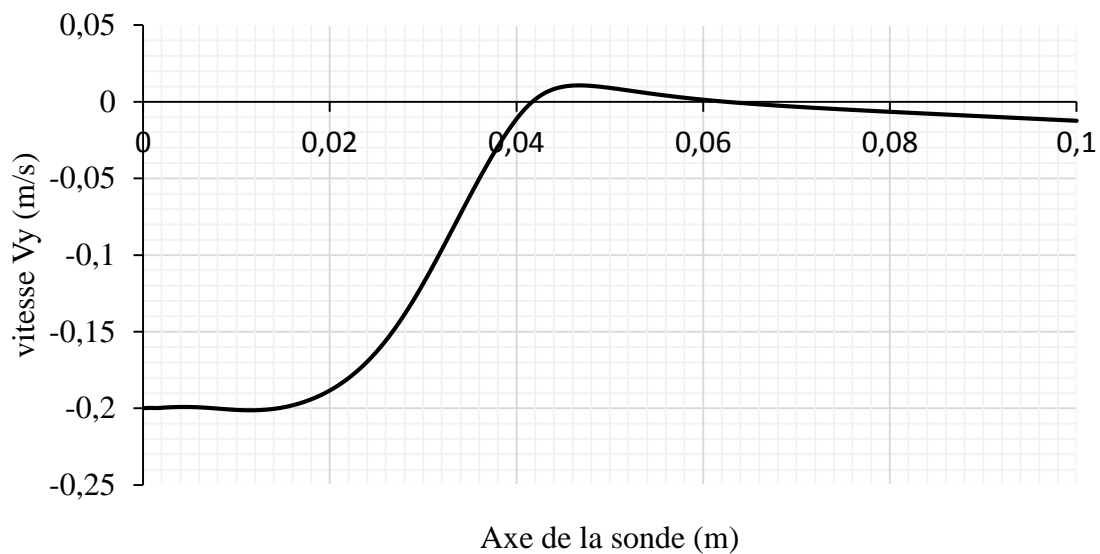


Figure 3.5 : hauteur maximale à $t=19s$, (a) distribution de la vitesse verticale le long de la sonde (b) champ de vitesse de la vitesse verticale.

Dans la figure (3.5.a), la distribution de la vitesse verticale est présentée. Sa valeur absolue décroissante jusqu'à ce qu'elle s'annule à $h_m = 42 \text{ mm}$ de la longueur de la sonde. Une partie positive est sur la courbe, cette partie caractérise les particules de l'air ambiant en interaction avec le fluide de la fontaine car elles réagissent dans le sens contraire à l'écoulement comme le montre la figure (3.5.b).

Dans le but de mesurer la hauteur de pénétration maximale, deux référentiels sont considérés pour évaluer cette hauteur. Dans la première, les résultats de la figure (3.4) sont

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

utilisés. La hauteur de pénétration est estimée maximale quand la densité devient supérieure à $1,09 \text{ kg/m}^3$. De ce fait, la figure (3.4.a) donne $h_m = 38 \text{ mm}$.

Dans le deuxième référentiel, les résultats de la figure (3.5) sont utilisés pour estimer la hauteur maximale de pénétration. Sur la figure (3.5.a), la hauteur est prélevée quand la vitesse verticale est nul pour la première fois et elle est de $h_m = 42 \text{ mm}$.

$$\Delta h_m = \frac{42 - 38}{42} * 100 \rightarrow \Delta h_m = 9.5\%$$

Une erreur de 9,5% est estimée entre deux référentiels considérés dans la mesure de la pénétration. Cette erreur est due au fait qu'il y a une interface entre le jet et l'air de densité variable entre $1,1-1.2 \text{ kg/m}^3$.

Ces résultats sont confrontés à ceux établit par Srinarayana et al. [16] dans la relation (3.1). La hauteur adimensionnelle z_m est calculée dans cas de notre étude par les deux référentiels et la relation (3.1). Le tableau (3.2) résume les hauteurs adimensionnelles obtenues.

Tableau 3.2 : hauteurs adimensionnelles.

	Figure (3.4.a)	Figure (3.5.a)	Srinarayana et al. [16]
z_m	4,3	5,1	5,8

On remarque que les résultats numériques sont très proches des résultats expérimentales. Par contre, la hauteur adimensionnelle obtenue par le champ de vitesse, figure (3.5a), est presque égale à celle calculée par Srinarayana et al. [16].

3.2. Etude du mode instable 'le bobbing avant'

Nous nous sommes intéressées après l'étude préliminaire de faisabilité à l'investigation sur l'instabilité 'le bobbing avant', apporté par Lamorlette et al. [14] que nous avons jugé utile, du fait que, l'étude n'a pas couvert certains aspects de cette instabilité.

Le régime instable 'bobbing avant' a été modélisé durant notre étude numérique sur le logiciel AnsysWorkbench. L'évolution de cette instabilité est sensible à l'inclinaison de la paroi et du débit d'injection. Les simulations numériques ont été faites sur une plage de nombre de Froude et de Reynolds variant respectivement entre $4,19 \leq F_r \leq 10,89$ et $62 \leq R_e \leq 161$ et une plage d'angle d'inclinaison qui varie entre $0^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$, pour un mélange air/hélium. Le diamètre de la buse d'injection ne varie pas et la fraction massique de l'hélium dans le mélange

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

est de 0,018 maintenue durant toutes les simulations. Les seuls paramètres qui varient sont le débit d'injection et l'angle de l'inclinaison.

3.2.1. Etude de sensibilité

L'étude de sensibilité du modèle est une étape importante et délicate dans une étude numérique. Elle est déterminante pour la justesse des simulations numériques dont elles vont nous permettre une bonne interprétation des résultats obtenus et nous accorde la possibilité à la comparaison avec les résultats numériques et expérimentaux antérieurs. Cette étude repose sur un critère important qui indique le rapprochement des calculs numériques et des calculs analytiques, c'est le critère de CONVERGENCE.

La convergence est atteinte lorsque le changement de la solution entre deux itérations est négligeable. C'est-à-dire que la quantité dont nous nous intéressons atteint une valeur stable à cet instant de l'écoulement.

Dans cette étude, le cas d'angle d'inclinaison $\gamma = 18^\circ$ à une vitesse d'injection de 0,3 m/s est considéré pour étudier la sensibilité au maillage et la sensibilité au pas du temps utilisé lors des itérations.

3.2.1.1. Sensibilité au maillage

Cette étape consiste à établir le bon maillage dans le but d'avoir des résultats les plus fiables possibles qui se rapprochent aux résultats analytiques. Trouver le nombre d'élément au-dessus duquel la solution ne changera pas. On rappelle que le maillage utilisé dans le présent travail est structuré. Durant ces essais le pas de temps est de 10^{-2} s et la simulation durent 10s.

Pour choisir un maillage, nous avons mesuré la valeur moyenne de la densité qui passe à travers une section de passage, figure (3.6). Le tracé sur la figure (3.7) est le signal récupéré lors de cet enregistrement.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

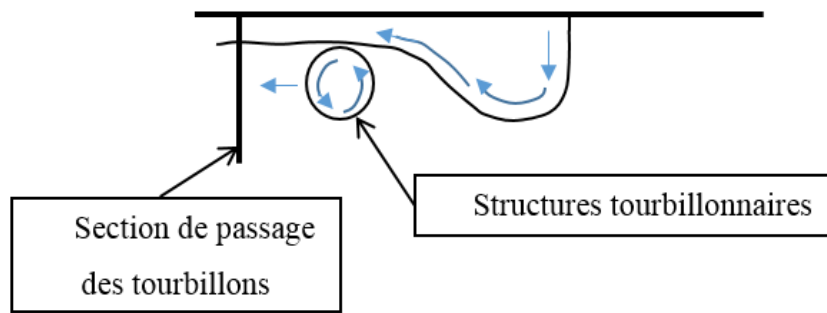


Figure 3.6: schéma d'écoulement des structures tourbillonnaires à travers la section de passage.

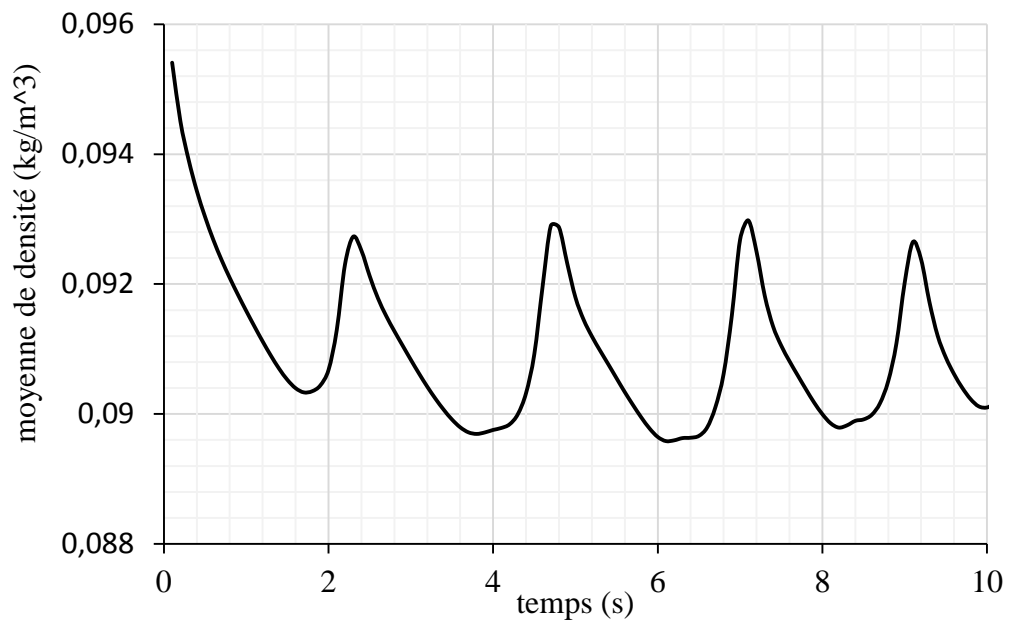


Figure 3.7 : la densité moyenne lors de l'écoulement à travers la section de passage à $\gamma=18^\circ$.

Le graphe de la figure (3.7) montre l'historique de la densité moyenne lors de l'écoulement du fluide à travers la section de passage, pour toutes les configurations de maillage prises en compte lors des simulations numériques, le signal prélevé est similaire pour tous les cas de figure.

Le nombre maximal d'éléments qu'on peut générer est de 442125 éléments car on travaillait sur une version académique limité à 512000 éléments.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

Cette démarche nous mène à conclure que notre écoulement n'est pas sensible au maillage. Donc on reste sur la configuration la moins couteuse et la plus rapide. La configuration finale est 442125 éléments. Considérer moins que ça, à un effet sur le côté esthétique de l'écoulement.

3.2.1.2. Sensibilité au pas du temps

Dans le cas des écoulements transitoires, les équations régissant le phénomène sont fonction de la variable temporelle. Ce qui nous a poussé à étudier la sensibilité de l'écart du temps Δt sur la physique de l'écoulement des fontaines faibles, laminaires et inclinées.

A cet effet nous avons comparé entre deux configurations du mode instable 'bobbing Avant'. On a fixé tous les paramètres des simulations par contre deux pas de temps différents sont considérés. Le premier à $10^{-2}s$ et le second à $10^{-4}s$.

Le graphe de la figure (3.8) montre la variation de la densité moyenne du fluide du mélange lors du passage à travers une section de passage pour les deux pas de temps considérés.

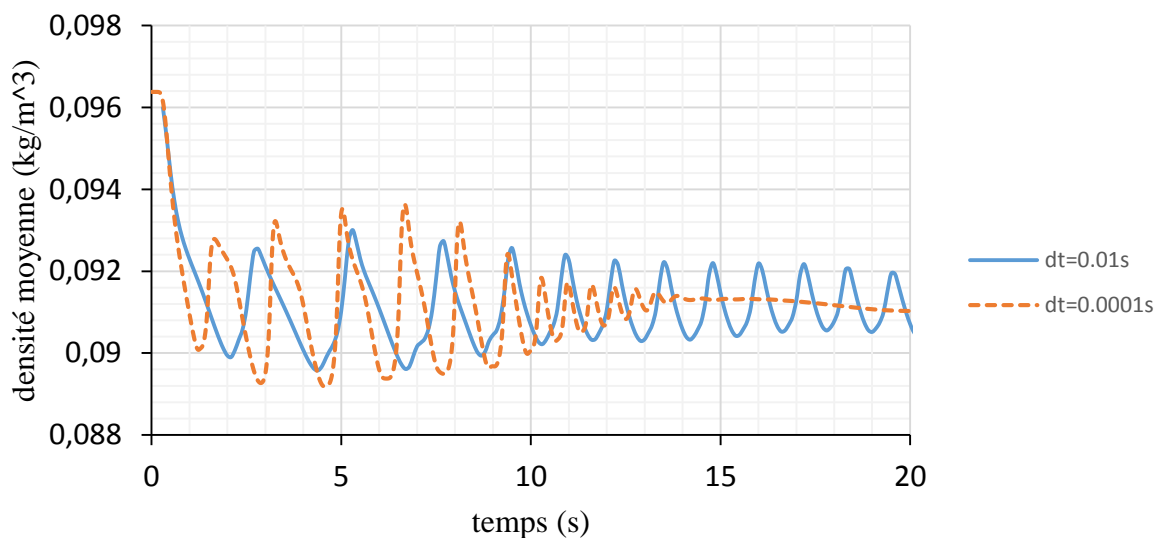


Figure 3.8 : graphe de densité moyenne lors du passage à travers une section de passage à un angle d'inclinaison de 18° pour deux intervalles de temps différents.

On remarque à partir de ces graphes que l'enregistrement à $\Delta t = 10^{-4}s$ marque son premier minimum à $t=1,25s$ avant l'enregistrement de $\Delta t = 10^{-2}s$ qui apparaît à $t=2,1s$. Aussi, à $\Delta t = 10^{-4}s$ l'écoulement se stabilise après environ 15s, alors que l'écoulement avec $\Delta t = 10^{-2}s$ reste instable et continue de l'être. Dans le cas de $\Delta t = 10^{-4}s$, le critère de convergence est vérifié à chaque itération.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

L'étude de sensibilité des calculs numériques au maillage et la sensibilité au pas temps nous ont permis de fixer des paramètres pondérant dans la suite de nos simulations et jouent un rôle très important dans la justesse des résultats numériques aboutis.

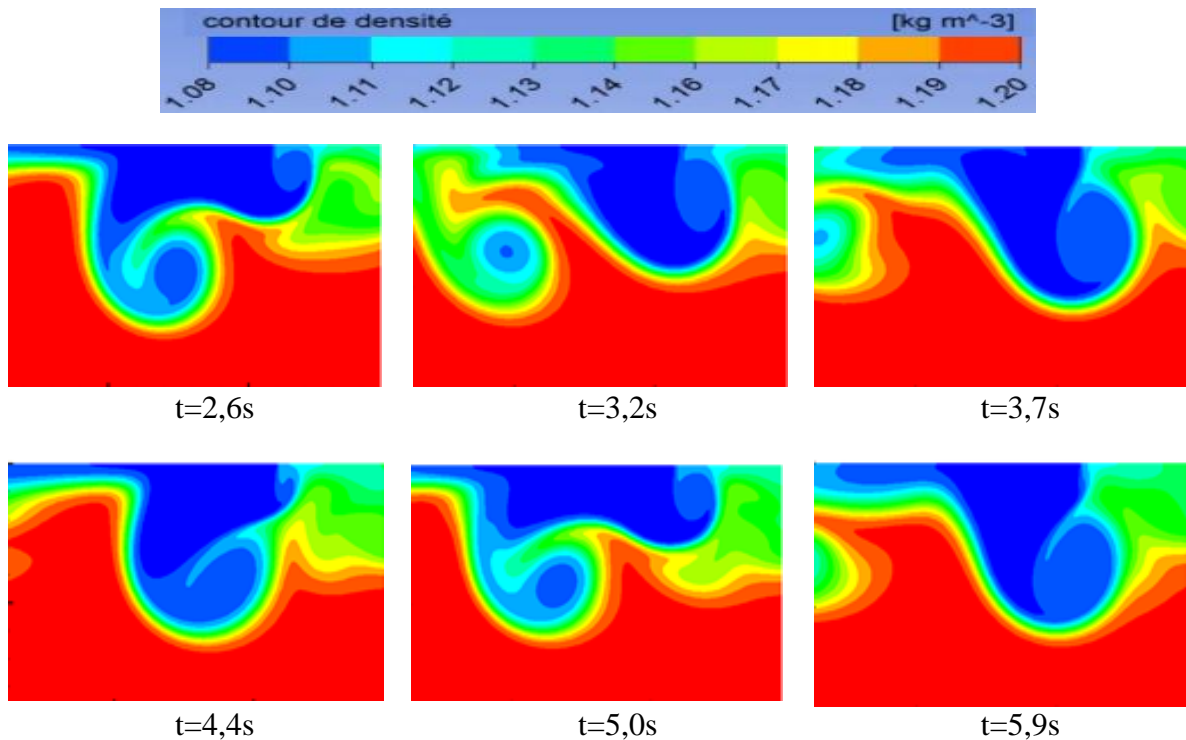
Dans la suite de notre travail on a considéré un maillage structuré de 442125 éléments et un pas de temps de $\Delta t = 10^{-4}s$ par itération.

3.2.2. Description de l'écoulement

Ce régime apparaît quand on augmente l'angle d'inclinaison. Il est délimité par les courbes en rouges en termes d'angle d'inclinaison et de vitesse d'injection.

Il se caractérise par une éjection de matière vers l'aval de la fontaine. La zone de recirculation qui se trouve en amont de la fontaine se déplace le long de la fontaine vers son sommet sous l'effet des forces visqueuses. Au sommet la bulle de fluide se détache. Elle est emportée par la conjugaison de son inertie et de sa flottabilité.

La figure (3.9) présente une séquence d'images dans l'ordre chronologique de l'écoulement prises lors des simulations.



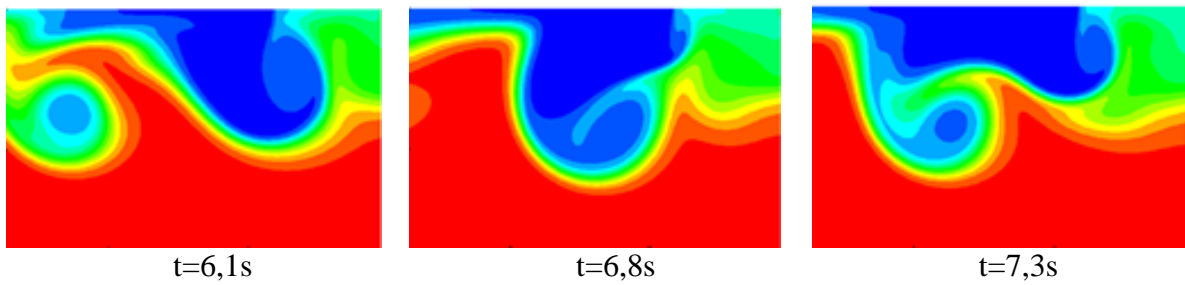


Figure 3.9 : visualisation du ‘bobbing avant’ à $R_e = 74$ et $F_r = 5,03$ et $\gamma=12^\circ$

La figure (3.10) illustre le défilement des structures tourbillonnaires durant deux éjections successives entre les instants 2,6s et 7,3s. La première éjection débute à $t=2,6s$, son évolution est montrée par les instants 3,3s, 3,7s et 4,4s jusqu’à ce que la deuxième structure marque son apparition à $t= 5,0s$. Cette évolution dure 2,4s. Ainsi la deuxième structure tourbillonnaire évolue, la troisième apparait à $t= 7,3s$. L’intervalle de temps entre la deuxième et le troisième structure est de 2,3s.

3.2.3. Etude de la fréquence du ‘bobbing avant’

Afin de caractériser l’influence de l’angle d’inclinaison sur la fréquence du mode instable ‘bobbing avant’, émission de structures de matières vers l’amant. Nous avons procédé à une série de simulations numériques, on a considéré le cas ou $F_r = 5,03$ et $R_e = 74$. Pour des conditions d’injections fixées, on fait varier l’angle entre $0^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$. Par contre, on a considéré que la plage entre $4^\circ \leq \gamma \leq 26^\circ$ car pour des angles supérieurs à 26° le prélèvement des fréquence devient délicat. Pour choper la fréquence du ‘bobbing avant’ nous nous sommes intéressés à la fréquence des trois premières émissions de structures tourbillonnaires.

La fréquence de détachement de structures tourbillonnaires est souvent caractérisé par un nombre adimensionnel, le nombre de Strouhal St . Le nombre de Strouhal est le produit de la fréquence de détachement des structures tourbillonnaires et du rayon de cylindre, divisé par la vitesse de l’écoulement du fluide.

$$St = f * b_0 / U_0 \quad (3.2)$$

On le retrouve plus souvent dans les études des écoulements autour d’un cylindre. Il est corrélé en fonction de l’angle d’attaque que fait fluide de l’écoulement avec la longueur du cylindre.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

Dans le cadre de notre étude, on utilise ce concept pour décrire la fréquence de détachements de structures tourbillonnaires produites par le ‘bobbing avant’. Le nombre de Strouhal est obtenu en adimensionnant la fréquence f par le produit du rapport entre le rayon de la buse et la vitesse d’injection. La fréquence de détachement est égale à Δt^{-1} .

Pour toucher la variation de la fréquence et sensibilisé le nombre de Strouhal, on calcule le nombre de Strouhal normalisé St_n tel que : $St_n = St / St(\gamma = 4^\circ)$.

Le tableau (3.3) résume les fréquences trouvées et les nombres de Strouhal et le nombre Strouhal normalisés calculés pour : $4^\circ \leq \gamma \leq 26^\circ$.

Tableau 3.3 : récapitulatif des résultats de variation de la fréquence en fonction de la pente.

γ (°)	$\sin(\gamma)$	Δt (s)	f (1/s)	St	St_n
4	0.07	3.9	0.26	0.0035	1.00
6	0.10	3.4	0.29	0.0040	1.15
10	0.17	2.9	0.34	0.0047	1.35
12	0.21	2.4	0.42	0.0057	1.63
14	0.24	1.9	0.53	0.0072	2.06
16	0.28	1.7	0.59	0.0080	2.30
18	0.31	1.5	0.67	0.0091	2.60
20	0.34	1.4	0.71	0.0098	2.79
22	0.37	1.3	0.77	0.0105	3.00
24	0.41	1.2	0.83	0.0114	3.25
26	0.44	1	1.00	0.0137	3.90

Afin de corréler les fréquences de détachements tourbillonnaires en fonction de l’angle d’inclinaison et le nombre de Strouhal, nous proposons une loi empirique qui nous permettra de retrouver la valeur de la fréquence du ‘bobbing avant’ pour un angle d’inclinaison donné.

On remarque la distribution des points dans la figure (3.27) ont une tendance linéaire et son équation est de la forme : $St = A * \gamma + B$. l’équation empirique est donc comme suite :

$$St = 10^{-3}(0.53 \gamma + 1) \quad (3.3)$$

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

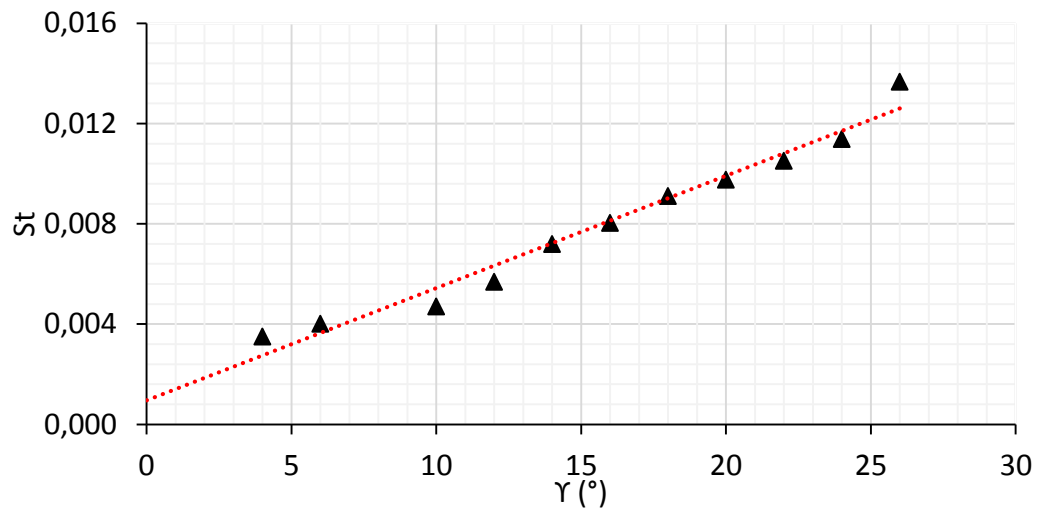


Figure 3.10 : graphe de nombre de Strouhal en fonction de la pente, $St-\gamma$.

Pour le nombre de Strouhal normalisé en fonction de l'angle d'inclinaison la loi empirique sera de la forme :

$$St_n = 0.13 \gamma + 0.3 \quad (3.4)$$

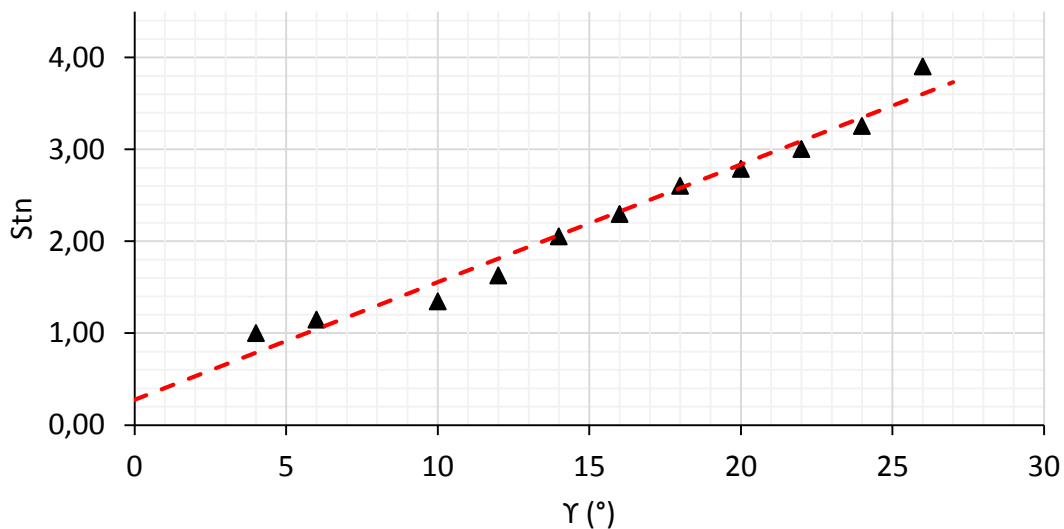


Figure 3.11: graphe de nombre de Strouhal normalisé en fonction de la pente, $St_n-\gamma$.

Les corrélations (3.3) et (3.4) relient les données d'entrée avec les résultats de sortie. Elles nous permettent de prédire la fréquence de d'écoulement du 'bobbing avant' pour un angle d'inclinaison donné dans une plage d'angle d'inclinaison allant de : $4^\circ \leq \gamma \leq 26^\circ$.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

Ces résultats peuvent être jugés valables ou rejetés, en procédant à d'autres séries de simulations numériques à des conditions initiales de nombres de Froude et de Reynolds différents.

3.2.4. Effet de la vitesse d'injection et de la pente sur l'instabilité 'bobbing avant'

3.2.4.1. Effet de la vitesse

Dans le but de mettre en évidence l'effet de la vitesse d'injection du mélange sur les frontières de l'instabilité 'bobbing avant', nous avons mené une série de simulation numérique. Pour un angle d'inclinaison fixe à 12° , on fait varier la vitesse d'injection du fluide à la buse et l'apparition ou la disparition de l'instabilité en question est observée. Pour cela on a calculé le nombre de Reynolds et de Froude de chaque cas. Le tableau (3.3) résume l'ensemble de cas de simulations traitées sur AnsysWorkbench.

Tableau 3.4 : récapitulatif des cas traités sur Fluent pour la pente $\gamma=12^\circ$.

γ ($^\circ$)	7		12		20		25	
	Re	Fr	Re	Fr	Re	Fr	Re	Fr
	74	5,03	74	5,03	62	4,19	62	4.19
	86	5,87	86	5,87	74	5,03	74	5.03
	99	6,70	99	6,70	87	5,87	87	5.87
	111	7,54	111	7,54	99	6,70	99	6.70
	-	-	123	8,38	111	7,54	111	7.54
	-	-	-	-	124	8,38	124	8.38
	-	-	-	-	136	9,22	136	9.22
	-	-	-	-	149	10,06	149	10.06
	-	-	-	-	-	-	161	10.89

Pour visualiser le comportement de l'instabilité sur Fluent, nous avons pris une image toutes les deux secondes afin de suivre le comportement de l'instabilité et mettre en évidence les limites de cette dernière.

On propose quelques images illustrant l'aspect et la forme dont on juge l'apparition ou la disparition de l'instabilité en question.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

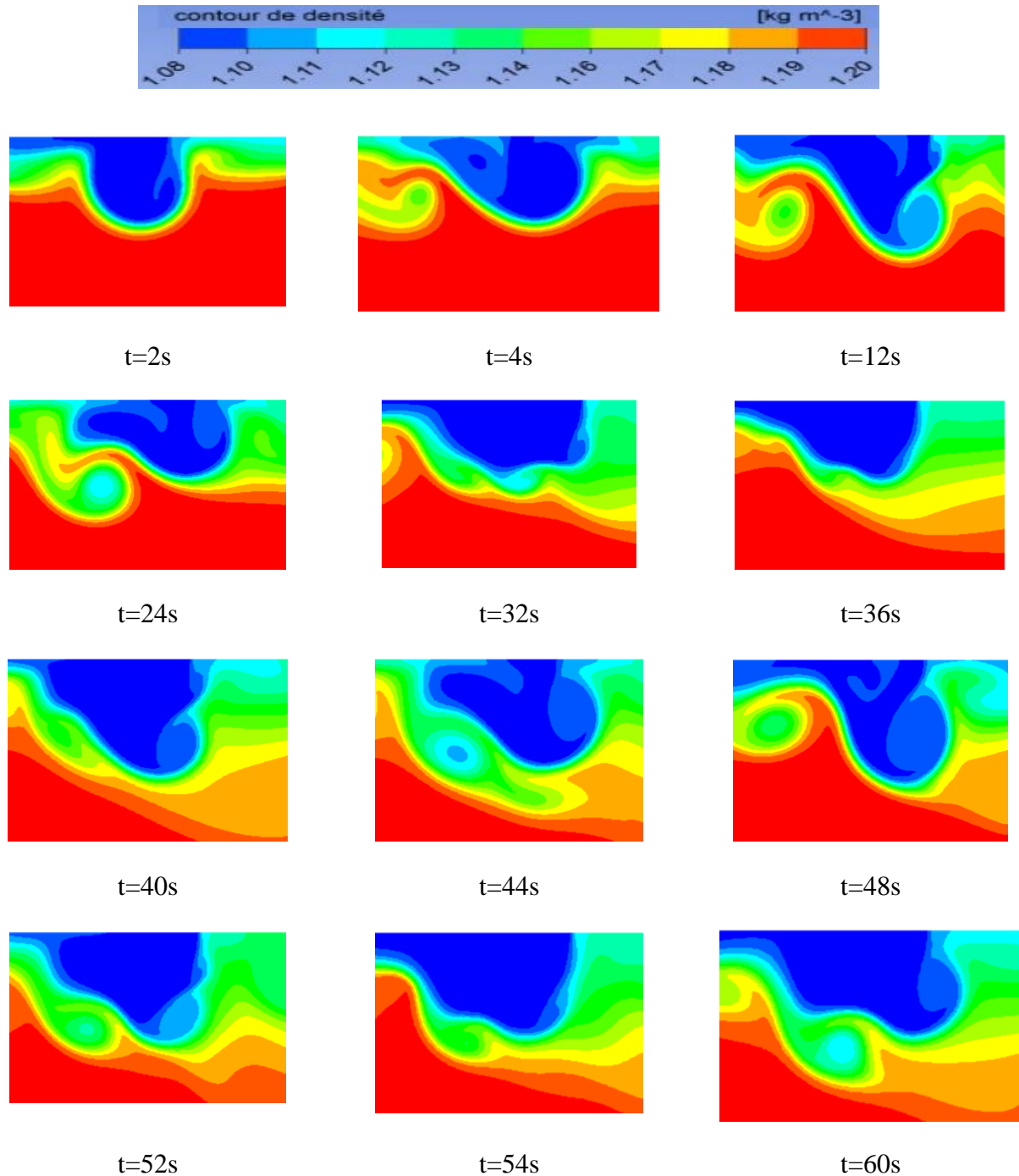


Figure 3.12: limite inférieure du 'bobbing avant' à $\gamma = 7^\circ$ et $Re=74$.

La figure (3.12) montre la naissance de l'instabilité 'bobbing avant' à $\gamma = 7^\circ$ et $Re=74$, l'écoulement se manifeste clairement instable dès les premières secondes de l'écoulement jusqu'à $t=32\text{s}$ ou on remarque l'atténuation de l'instabilité qui va chercher une position d'écoulement stable à $t=36\text{s}$. Mais cet état de stabilité dure quelques secondes, environ 6s, car la fontaine reprend son activité et devient à nouveau instable. Ce comportement revient une autre fois, une atténuation à $t=54$, puis réapparition du made instable à $t=60\text{s}$.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

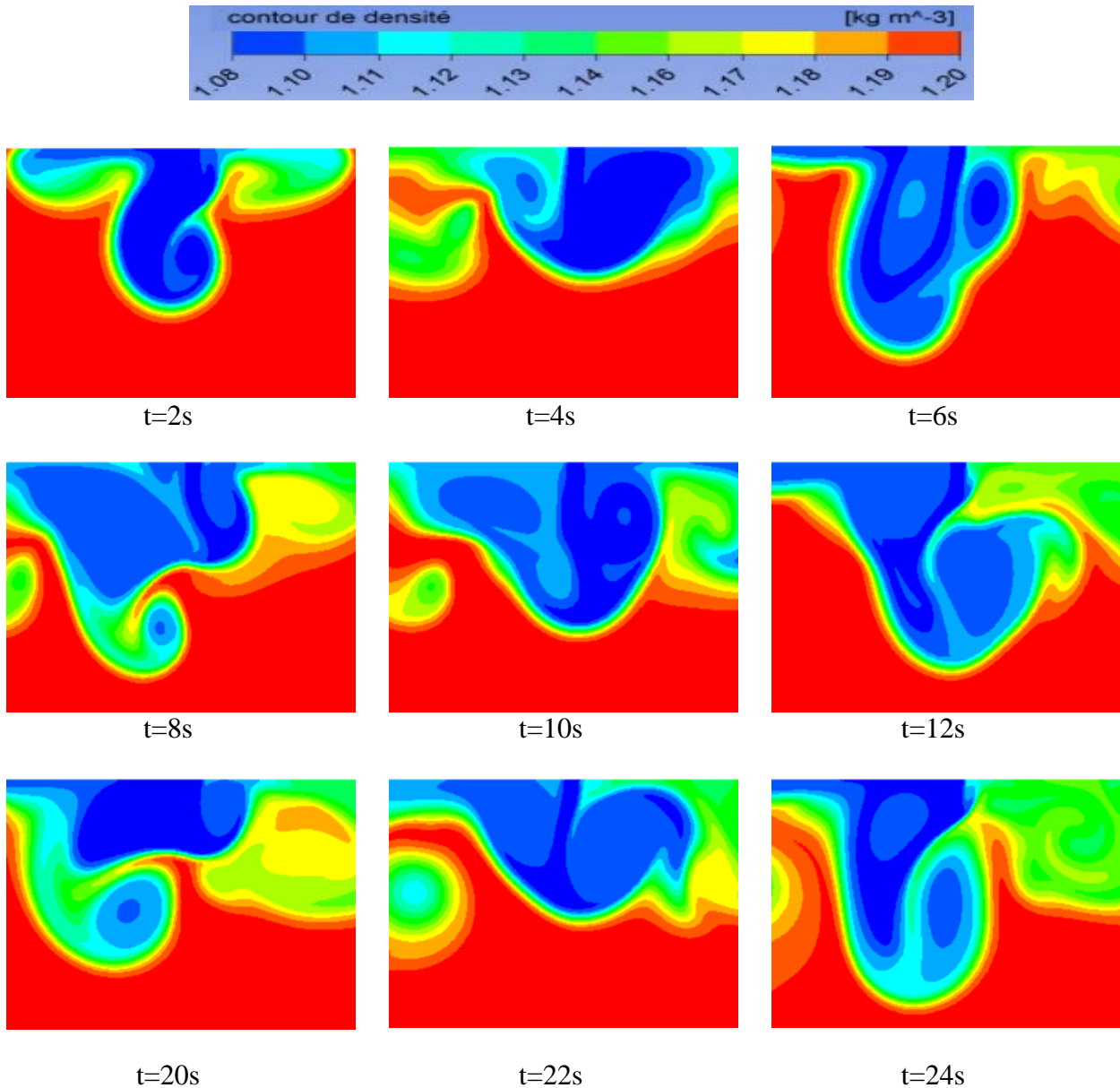


Figure 3.13 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon = 7^\circ$ et $R_e = 111$.

A l’autre extrémité de l’inclinaison, à $R_e = 111$, l’écoulement perd ses caractéristiques du ‘bobbing avant’ comme montre la figure (3.13). Malgré l’existence des structures tourbillonnaires vers l’amont de la fontaine dans le phénomène, on ne voit pas une émission régulière comme constaté dans le cas $\Upsilon = 7^\circ$ et $R_e = 74$. On remarque que le comportement de l’écoulement devient tordu et violent. Lamorlette et al. [14] ont mis en évidence l’apparition d’autres modes instables après le ‘bobbing avant’, chose qui peut nous permettre de justifier ce comportement par le fait que la fontaine se prépare pour adapter un nouveau mode d’écoulement instable.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

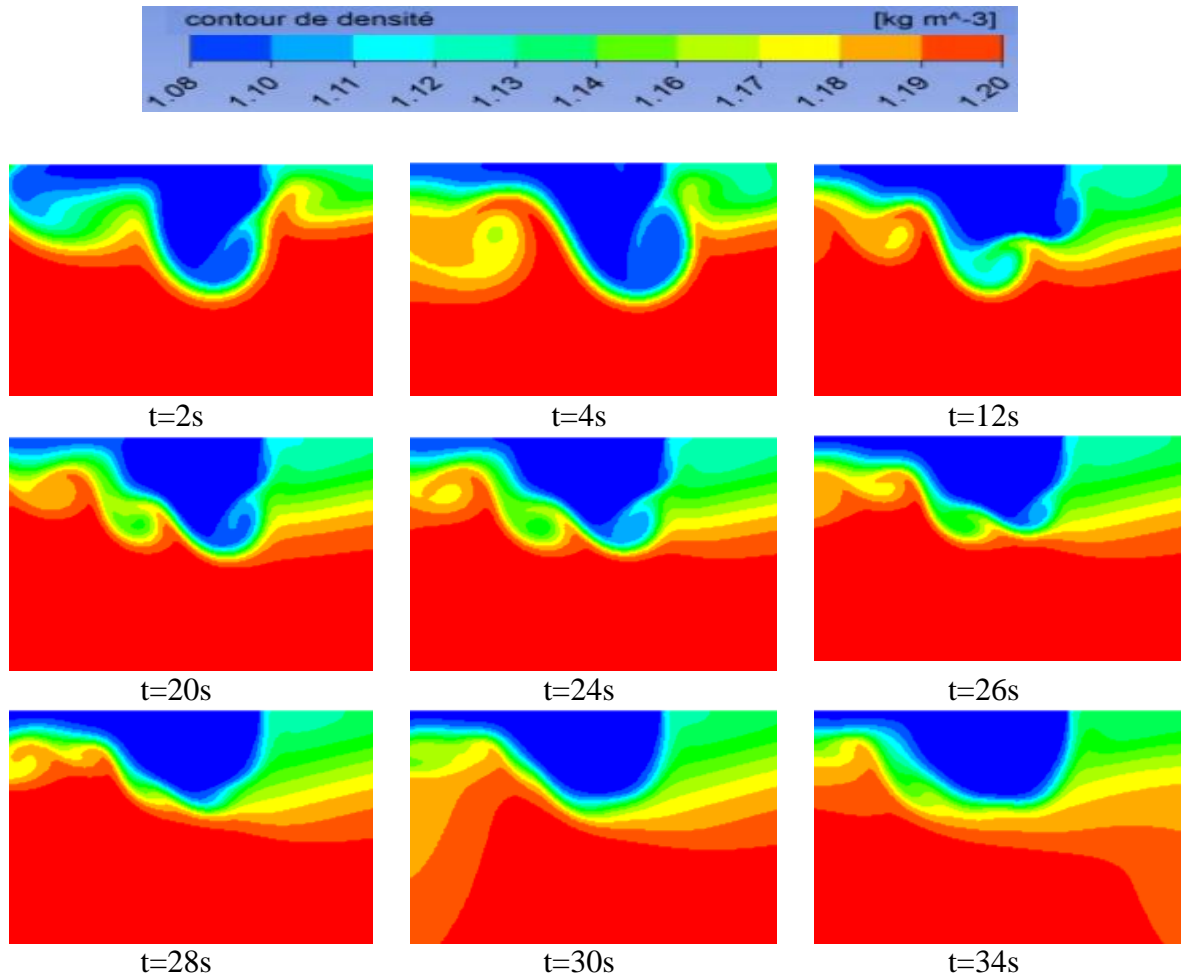


Figure 3.14 : limite inférieure du 'bobbing avant' à $\Upsilon = 12^\circ$ et $Re = 74$.

Aux conditions d'inclinaison $\Upsilon = 12^\circ$ et $Re = 74$, figure (3.14), le mode instable 'bobbing avant' apparaît par l'éjection des structures vers l'amont, relativement petites comparées à celles observées à $\Upsilon = 12^\circ$ et $Re = 74$. Il apparaît dès le début de l'écoulement et commence à s'atténuer à partir de $t = 26s$, la taille des tourbillons se réduit et vont vers l'atténuation. A partir de $t = 28s$, l'écoulement atteint le régime stable et se maintient dans cet état.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

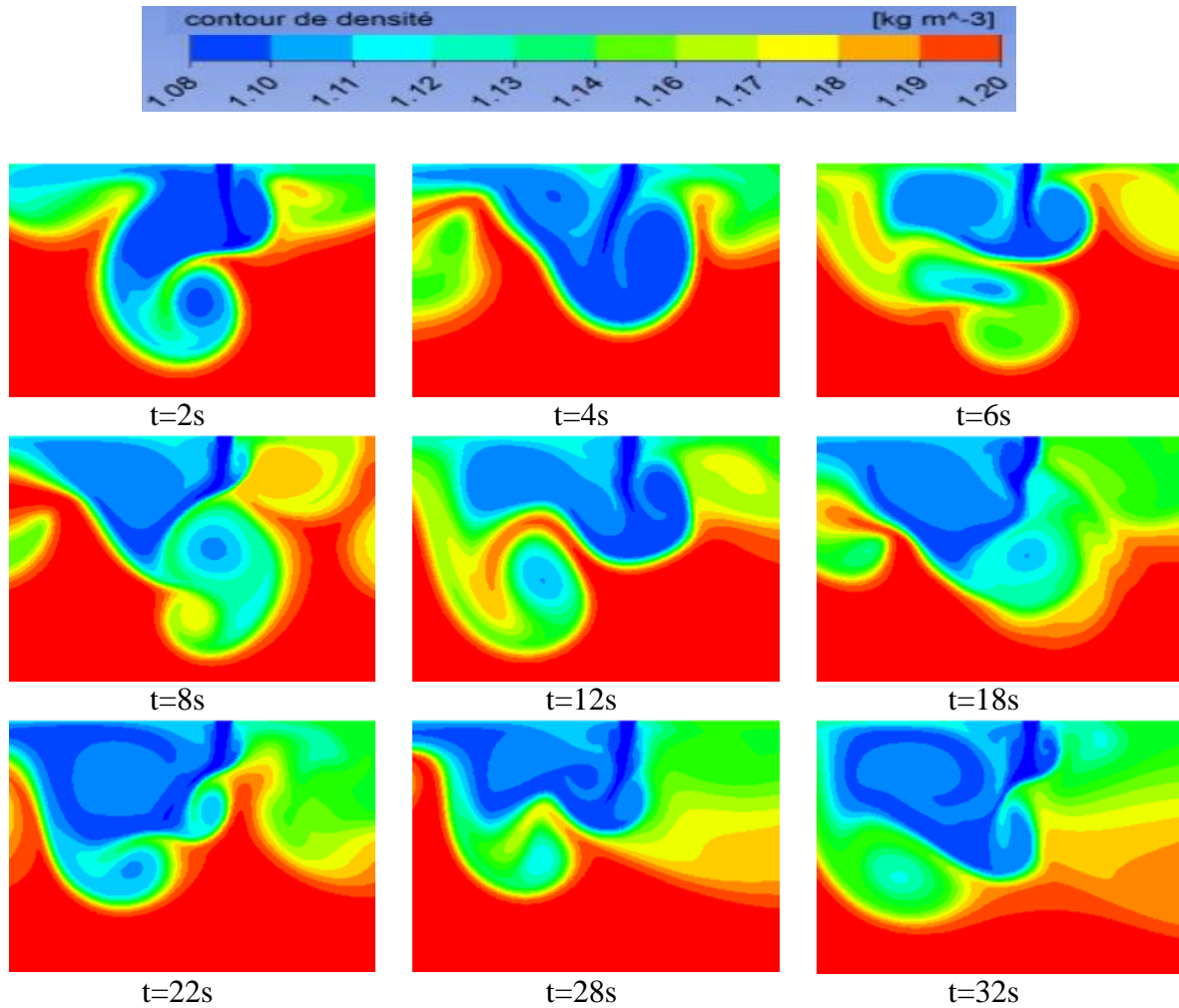


Figure 3.15 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\Upsilon = 12^\circ$ et $Re_c = 161$.

Sur la même pente et à $Re_c = 161$, le mode instable ‘bobbing avant’ est déstabilisé et perd son allure. Il devient tordu et aléatoire avec toujours la présence des structures tourbillonnaires, figure (3.15). La fontaine change comportement pour se préparer à adopter un nouveau mode d’écoulement instable. De ce fait on peut dire que le ‘bobbing avant’ est à sa limite supérieure à $\Upsilon = 12^\circ$ et $Re_c = 161$.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

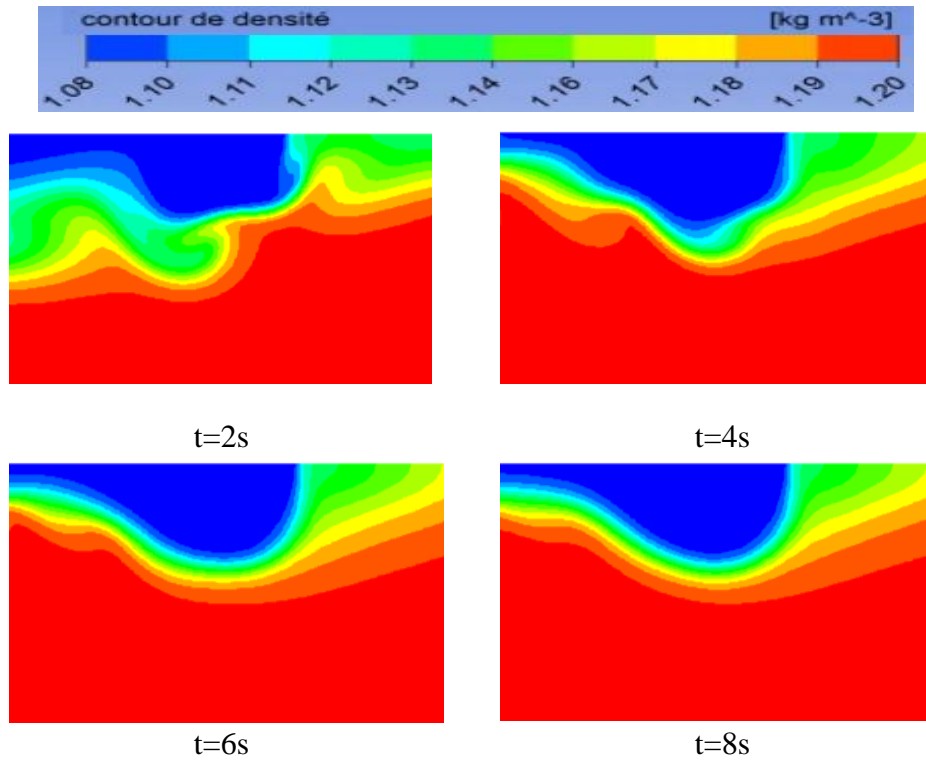
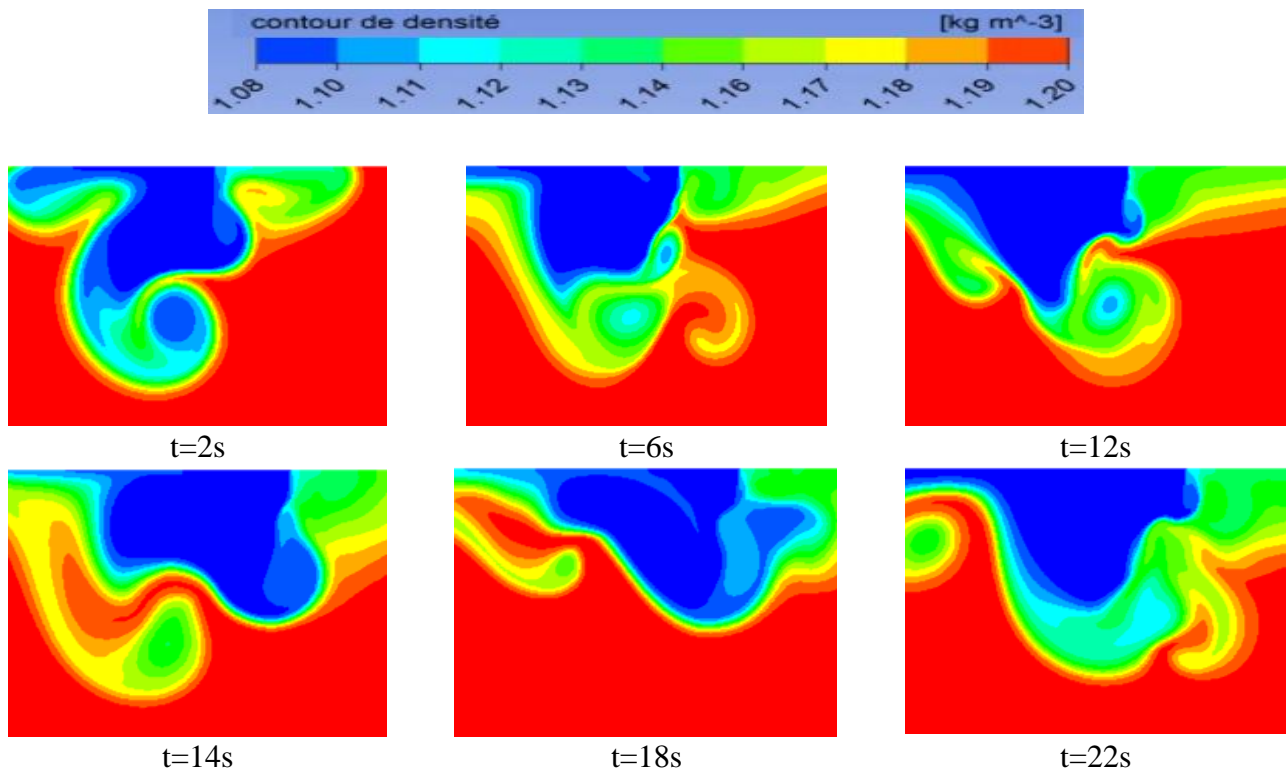


Figure 3.16 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\gamma = 20^\circ$ et $Re = 62$.

La figure (3.16) montre l’apparition timide de l’instabilité qui dure environ 3s puis l’écoulement aboutit à un état stable à $t=4s$. Le régime stable est maintenu.



Chapitre 3 : Résultats et interprétations

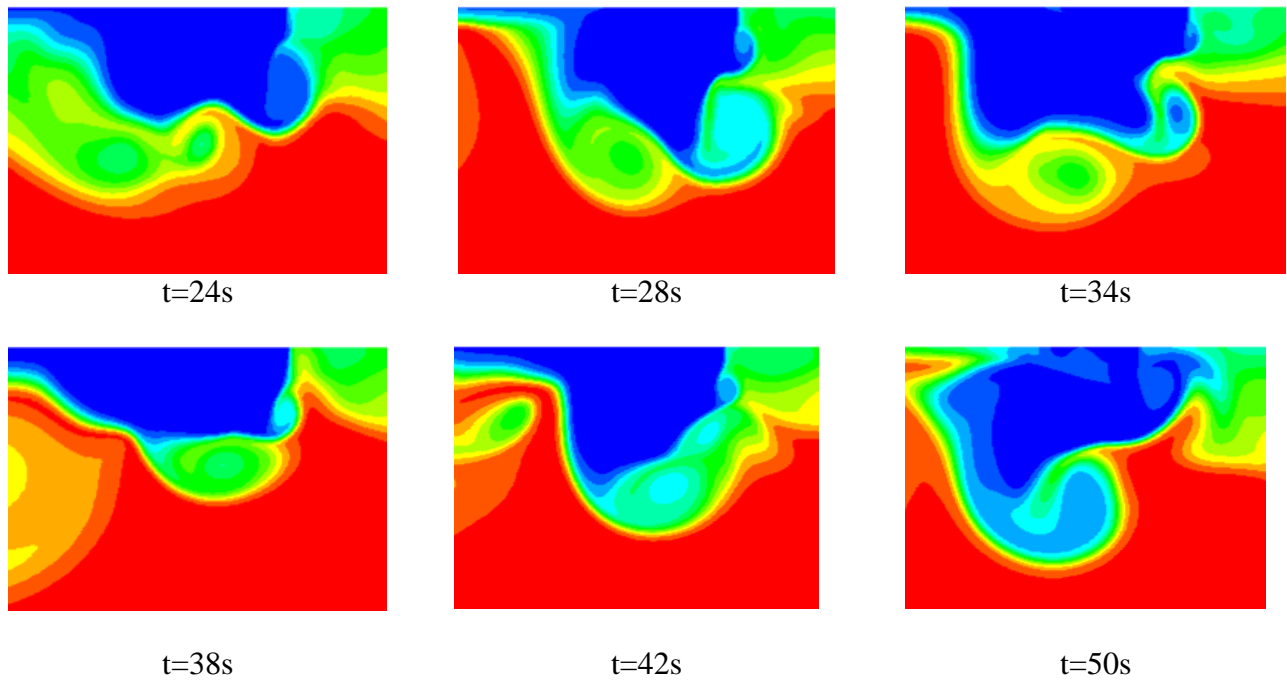


Figure 3.17: limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\gamma = 20^\circ$ et $Re = 149$.

Comme il est constaté dans les deux précédents cas présentés, $\gamma = 12^\circ$ et $Re = 161$ et $\gamma = 7^\circ$ et $Re = 123$, la fontaine change de comportement à $\gamma = 20^\circ$ et $Re = 149$ et s’apprête à rentrer dans un autre mode instable, figure (3.17).

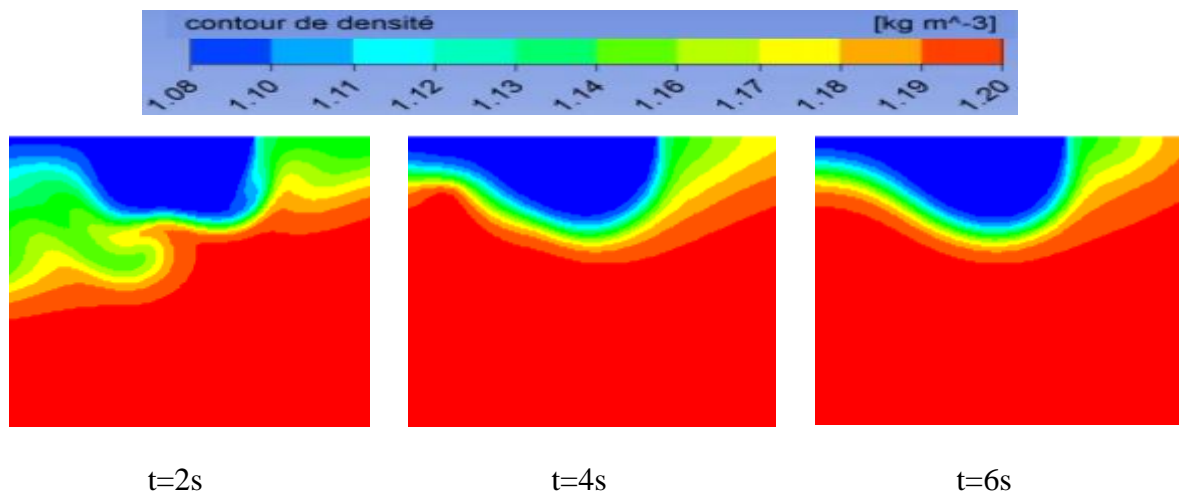


Figure 3.18 : limite inférieure du ‘bobbing avant’ à $\gamma = 20^\circ$ et $Re = 149$.

La figure (3.18) montre l’apparition timide et la disparition rapide, $t=4s$, de ‘bobbing avant’ et la fontaine se stagne dans un état stable qui reste inchangé.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

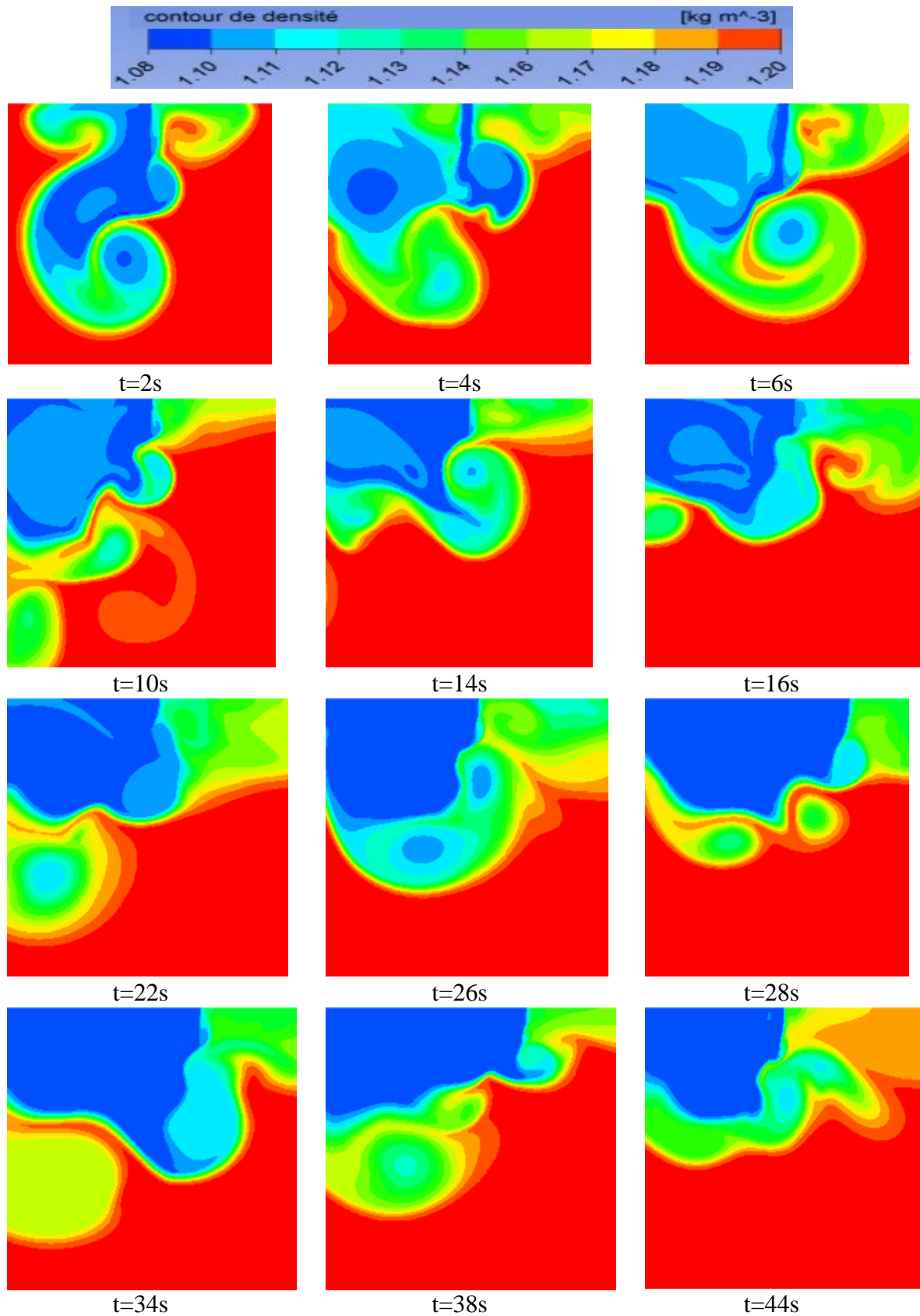


Figure 3.19 : limite inférieure du 'bobbing avant' à $\gamma = 25^\circ$ et $Re = 161$.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

Similaire aux cas précédents, à pour les grands nombres de Reynolds de chaque pente étudiée, les mêmes constats sont retrouvés. De ce fait le ‘bobbing avant’ est limité $R_e=161$ pour une inclinaison de $\Upsilon=25^\circ$ comme le montre la figure (3.19).

Les séquences présentées sur les figures montrent d’une manière qualitative les limites du mode ‘bobbing avant’ quand la vitesse à la buse est variée pour un angle d’inclinaison fixé. Nous nous sommes contentés de montrer l’extrémité inférieure et l’extrémité supérieure de chaque angle pris en compte.

Dans notre étude, nous nous sommes référés à un écoulement typique comme celui cité dans la figure (3.9) pour juger l’apparition ou la disparition de l’instabilité.

Pour les angles $\Upsilon=7^\circ$ et $\Upsilon=12^\circ$ le ‘bobbing avant’ est produit à $R_e=74$ et $F_r=5,03$. L’écoulement change de comportement à $R_e=111$ et $F_r=7,54$ pour $\Upsilon=7^\circ$ et $R_e=123$ et $F_r=8,38$ pour $\Upsilon=12^\circ$, devient tordus et perd ses caractéristiques.

Pour $\Upsilon=20^\circ$, l’instabilité se manifeste dans le rang : $62 \leq R_e \leq 149$ et $4,19 \leq F_r \leq 10,06$. Pour $\Upsilon=25^\circ$, l’instabilité se manifeste dans le rang : $62 \leq R_e \leq 161$ et $4,19 \leq F_r \leq 10,89$. Elle fait son apparition timidement par les limites inférieures par contre sa disparition va dans le sens inverse de l’inclinaison.

Le tableau (3.4) nous indique qu’en plus du régime laminaire, le ‘bobbing avant’ existe aussi dans le régime transitoire. Pour $\Upsilon=7^\circ$, l’écoulement de la fontaine est laminaire. Pour $\Upsilon=12^\circ$, la fontaine continue en mode ‘bobbing avant’ en régime laminaire jusqu’à la limite de de ce dernier avec $R_e = 123$. Pour $\Upsilon=20^\circ$ et $\Upsilon=25^\circ$, on remarque que le mode ‘bobbing avant’ existe dans deux régimes différents : le régime laminaire et le régime transitoire avec $R_e \leq 161$.

Le graphique de la figure (3.20) exprime les frontières de l’instabilité ‘bobbing avant’. On retrouve le mode instable ‘bobbing avant’ entre les deux courbes. La courbe en bleu représente la limite inférieure du ‘bobbing avant’, au-dessous de laquelle on retrouve le mode stable. La courbe rouge représente la limite supérieure du ‘bobbing avant’, cette courbe représente aussi une frontière de transition au-dessus de laquelle la fontaine transite vers un autre mode d’écoulement instable.

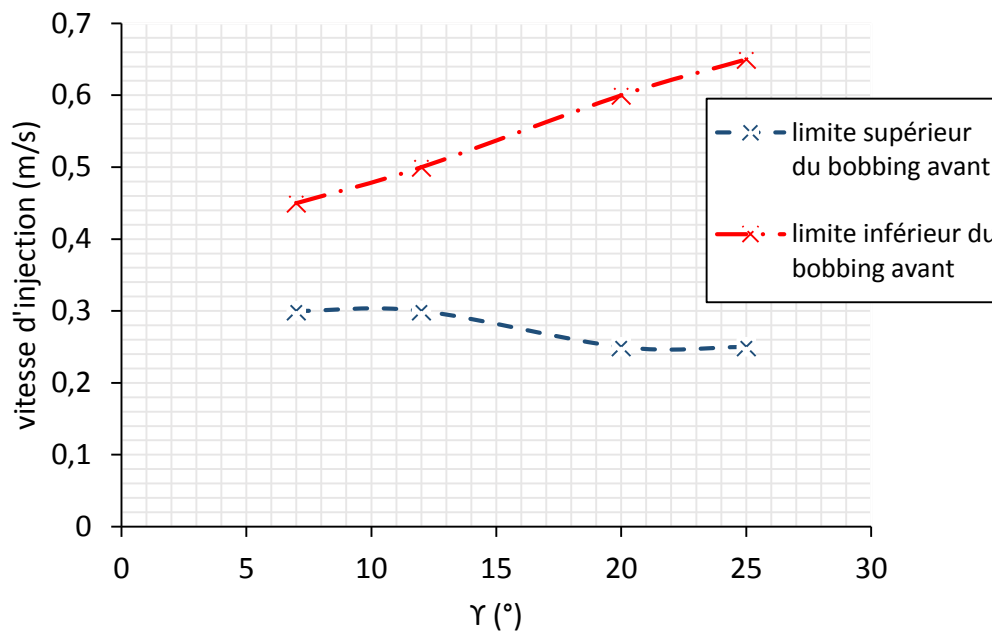


Figure 3.20: Récapitulatif des frontières de 'bobbing avant' par effet de la vitesse d'injection.

3.2.4.2. Effet de l'inclinaison

Deux paramètres sont responsables de la production de l'instabilité 'bobbing avant', la vitesse d'injection suffisante et l'inclinaison de la gravité \vec{g} . Dans cette étape nous allons voir le rôle de l'inclinaison de la gravité sur l'écoulement de la fontaine. Lamorlette et al. [14] ont trouvé expérimentalement que le 'bobbing avant' apparaît quand $\gamma = 5^\circ$.

Afin de définir les frontières d'inclinaison de ce mode, nous avons mené une série de simulations. Nous avons considéré le cas d'écoulement $Re=74$ et $Fr=5,03$ avec $1^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$.

Le premier mode instable avant le 'bobbing avant' mis en évidence par Lamorlette et. [14] est le 'bobbing alterné'. Au court des simulations il a été possible de le visualiser à travers Fluent. La figure (3.21) présente un schéma de l'instabilité.

Deux structures de matière apparaissent de part et d'autre de la source dans la figure (3.21). Par contre les structures qui s'écoulent à gauche de la source plus claires cela là est dû au fait qu'elle soit du côté de l'inclinaison.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

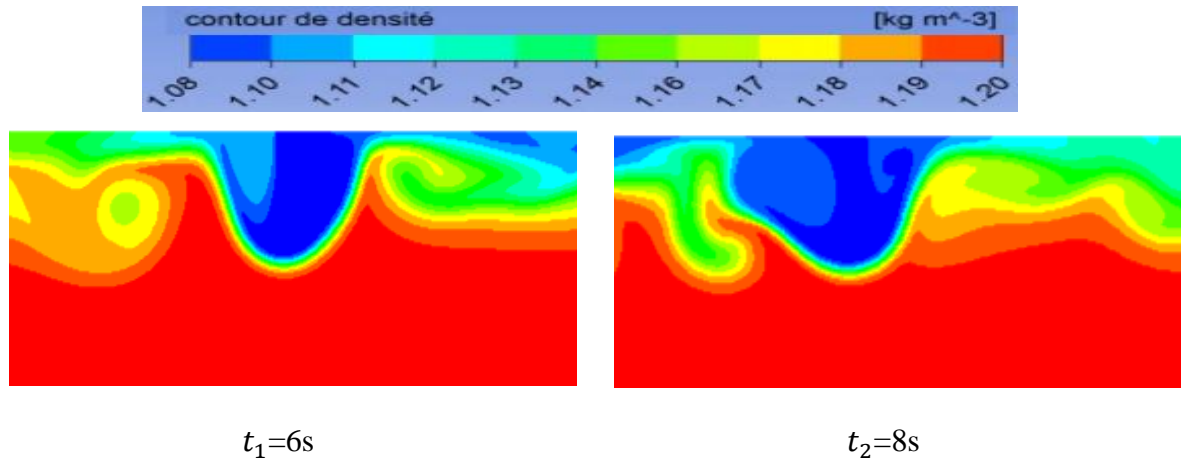


Figure 3.21 : mode instable ‘bobbing alterné’ $\gamma = 2^\circ$.

Après l’instabilité ‘le bobbing alterné’, l’instabilité ‘le bobbing avant’ apparait à une inclinaison $\gamma = 4^\circ$. La figure (3.22) présente l’apparition de cette instabilité par l’émission des structures tourbillonnaires vers l’aval de la fontaine d’une manière continue.

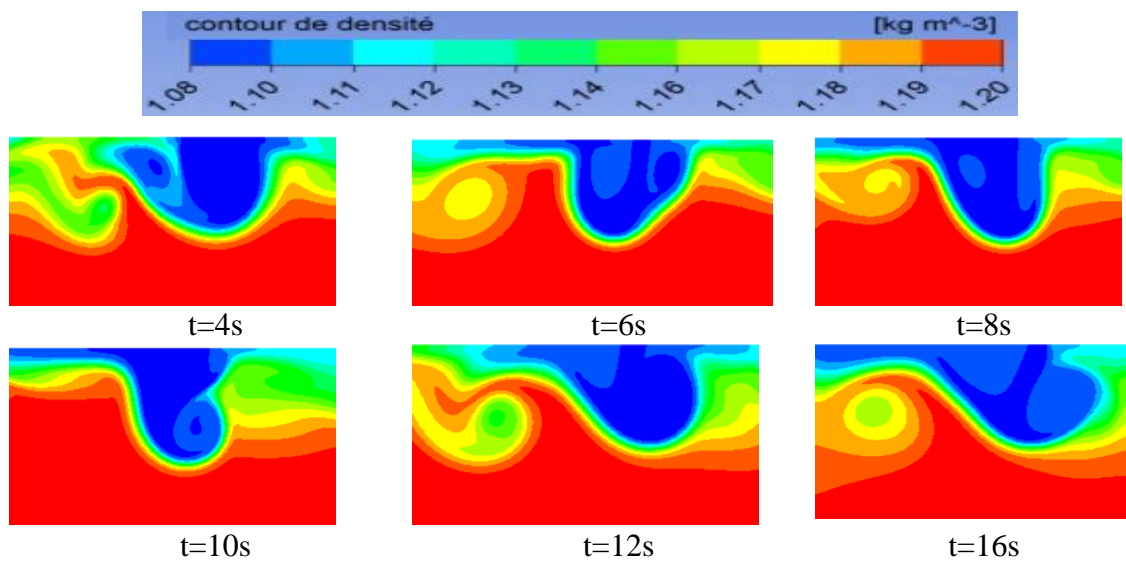


Figure 3.22 : première manifestation du ‘bobbing avant’ à $\gamma = 4^\circ$.

La figure (2.23) montre la disparition de l’instabilité ‘le bobbing avant’ à $\gamma = 32^\circ$. On constate la disparition de cette instabilité à partir de $t=2s$ et la fontaine prend un état d’écoulement stable sur toute la suite des cas étudiés, $\gamma > 32^\circ$.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

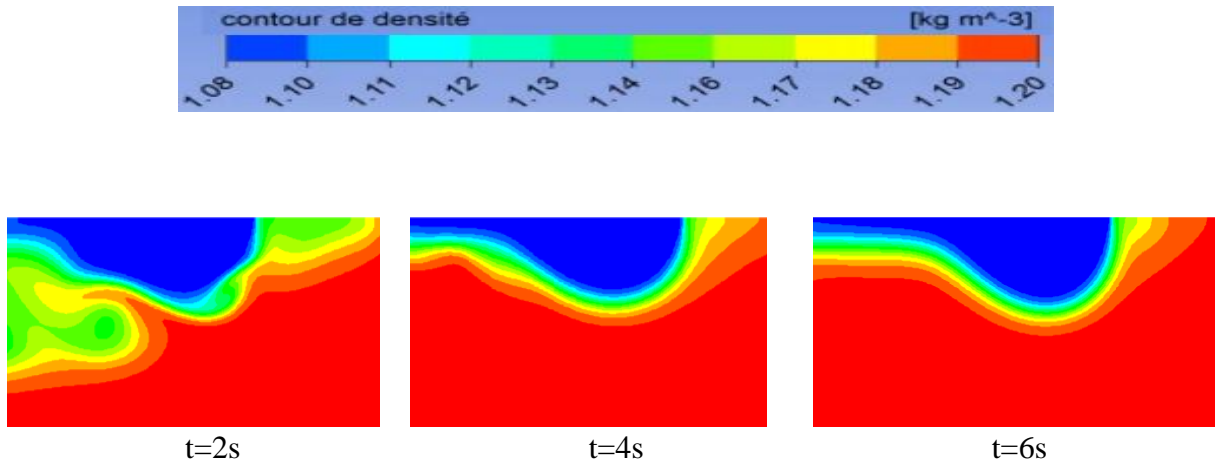


Figure 2.23 : disparition du 'bobbing avant' et stabilisation de la fontaine à $\gamma = 32^\circ$.

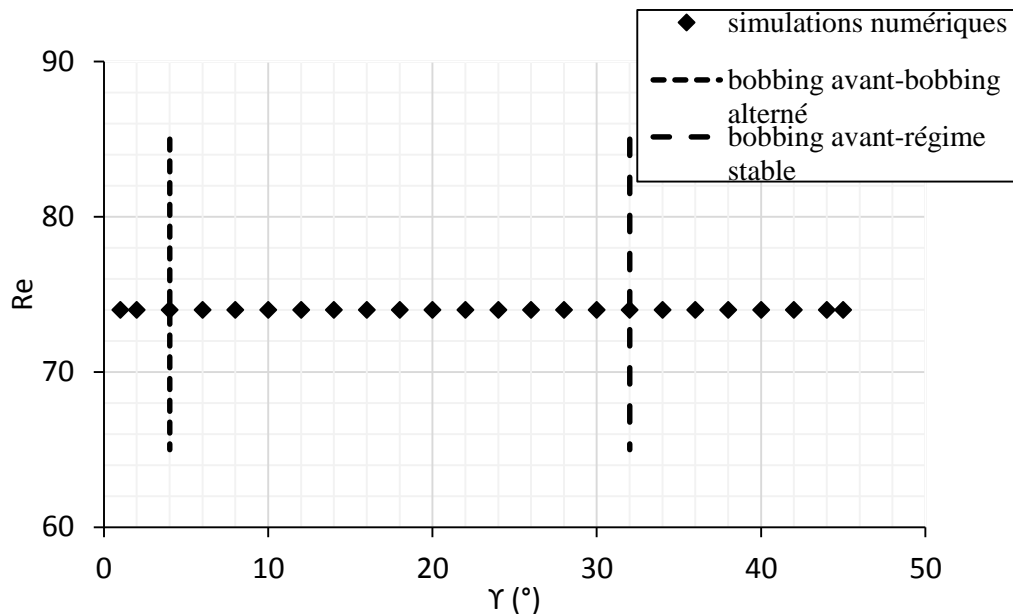


Figure 3.24 : frontières du 'bobbing avant' pour $Re=74$.

Le graphe de la figure (3.24) reste incomplet. Pour bien définir les frontières de transition du 'bobbing alterné' vers le 'bobbing avant' et du 'bobbing avant' vers le régime stable, il faut prévoir d'autres simulations numériques pour enfin retrouver la carte de l'instabilité 'bobbing avant'.

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

3.2.5. Comparaison avec les résultats de Srinarayana et al. [16]

Dans le cadre de notre étude sur l'écoulement des fontaines laminaires, on envisage une comparaison entre les résultats obtenus numériquement et les résultats obtenus expérimentalement par Srinarayana.

La figure (3.25) contient les points des simulations numériques réalisées sur Ansys Fluent pour l'instabilité 'le bobbing avant', quelques point de l'instabilité 'le jet type behaviour' et l'instabilité 'laminar unsteady' On constate que les résultats numériques sont comparables avec ceux de Srinarayana dans le domaine d'existence des deux modes instables, 'jet type behaviour' et 'laminar unsteady' comme il a était aussi noté dans le papier de Lamorlette et al. On a repris quelques points des deux modes : 'jet type behaviour' et 'laminar unsteady' du graphe des régimes F_r - R_e pour voir la coexistence des différents modes dans les mêmes conditions de Froude et de Reynolds et dans des configurations d'injection pas semblables.

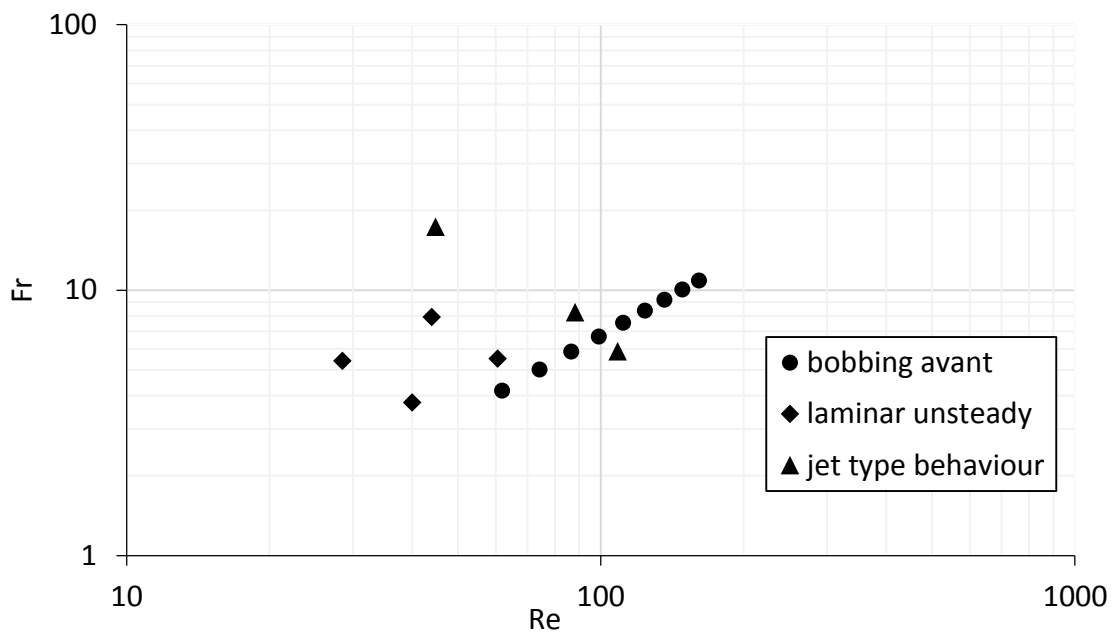


Figure 3.25 : Comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Srinarayana et al. [16].

Chapitre 3 : Résultats et interprétations

3.3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré la possibilité de modéliser des écoulements faibles et incompressibles via le logiciel de CFD AnsysWorkbench.

Nous avons pu à travers des simulations numériques modéliser les instabilités des fontaines faibles, laminaires, verticales et les fontaines inclinées qui sont le sujet de notre étude.

Des simulations numériques nous en permis de délimiter les frontières du ‘bobbing avant’ en termes de vitesse d’injection et d’angle d’inclinaison. Les résultats de ces simulations sont corrélés aux données du problème et proposés sous les équations empiriques (3.3) et (3.4).

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Dans ce travail nous avons fait une investigation numérique des fontaines laminaires inclinées. Nous sommes arrivés à produire des écoulements à faible nombre de Reynolds et confronter nos résultats numériques aux résultats expérimentaux antérieurs. Nous nous sommes intéressées à l'aspect de modélisation numérique phénoménologique des fontaines en relation avec l'angle d'inclinaison. Nous avons réussi à établir les bonnes conditions de configuration numérique pour bien modéliser les écoulements faibles et laminaires d'une manière générale sur le logiciel de CFD, AnsysWorkbench. En premier temps nous nous sommes mis en configuration 2D dans le but de simplifier la configuration, nous nous sommes servi des résultats antérieurs, Srinarayana et al. [16], comme une base de départ pour définir les conditions opératoires adéquates.

En deuxième temps, nous nous sommes intéressés aux écoulements instables des fontaines laminaires inclinées et nous nous sommes focalisés sur le mode instable 'bobbing avant' mis en évidence par Lamorlette et al. [14]. Nous sommes arrivés à le modéliser numériquement et vérifier que ce régime apparaît à $\gamma=4^\circ$ par contre il apparaît à $\gamma=5^\circ$ dans l'étude expérimentale conduite par Lamorlette et al. [14] comme nous avons montré sa disparition à $\gamma=32^\circ$. On a aussi défini ses frontières en termes de vitesse d'injection dans un graphe $U-\gamma$.

L'aspect fréquentiel du 'bobbing avant' attire l'attention de l'observateur. Pour cela, on propose une relation empirique qui relie le nombre de Strouhal avec l'angle d'inclinaison. Cette corrélation est de la forme : $St=10^{-3}(0.053 \gamma +1)$.

Aussi une corrélation qui nous permet de voir l'ordre de grandeur des fréquences de détachement des structures tourbillonnaires, exprimée par le nombre de Strouhal normalisé en fonction de l'angle d'inclinaison comme suit : $St_n=0.13 \gamma +0,3$.

Ce travail représente une initiation et une base solide, ouvrant un champ très intéressant de perspectives dans l'étude numérique des fontaines faibles, laminaires et inclinées. Que ce soit des fontaines 2D ou 3D. AnsysWorkbench est un outil numérique très performant dans le pre-post et aussi très généreux dans la phase de post-processing pour bien exploiter les résultats de simulation et de tirer le maximum d'informations possibles.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] J.S. Turner, 'Jets and Plumes with Negative or Reversing Buoyancy'. *J. Fluid Mech.* 26, 779-792, (1966).
- [2] L. Pantzloff et R.M. Lueptow, 'transient positively and negatively buoyant turbulent round jet'. *Experis. Fluids*, 27, 117-125 (1999).
- [3] T. Mizushima, F. Ogino, H. Takeuchi et H. Ikawa, 'An experimental study of vertical buoyant jet with negative buoyancy'. *Warme-und Stoffubertragung*, 16, 15-21 (1982).
- [4] McDougall, T. J. 1981, 'Negatively buoyant vertical jets'. *Tellus* 33, 313-320 (1981).
- [5] Morton, B. R., Taylor, G. I. et Turner, J. S. 'Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources'. *Proc. R. Soc. Lond. A* 234, 1-23 (1956).
- [6] L.J. Bloomfield, R.C. Kerr, 'A theoretical model of a turbulent fountain'. *J. Fluid Mech.* 424, 197-216 (2000).
- [7] N.B. Kaye et G.R. Hunt, 'weak fountain'. *J. Fluid Mech.* 558, 319-328 (2006).
- [8] W. D. Baines, J. S. Turner, et I. H. Campbell, 'Turbulent fountains in an open chamber'. *J. Fluid Mech.* 212, 557-592 (1990).
- [9] H. Zhang et R.E. Baddour, 'maximum vertical penetration of round dense jets at small and large froude numbers'. *J. Hydraul. Engng.* 124, 550-553 (1998).
- [10] W. Lin et S.W. Armfield, 'direct numerical simulation of fountains with intermediate froude and reynolds numbers'. *ANZIAM J.* 45, 66-77 (2004).
- [11] W. Lin et S.W. Armfield, 'direct simulation of weak axisymmetric fountains in a homogenous fluid'. *J. fluid mech.*, 403, 66-88 (2000).
- [12] W. Lin et S.W. Armfield, 'very weak axisymmetric fountains in a homogenous fluid'. *Numer heat transfer*, A 38, 377-389 (2000).
- [13] P. Phillippe, C. Raufaste, P. Kurowski, et P. Petitjeans, 'penetration of a negatively buoyant jet in miscible liquid', *Phys Fluids*, 17, 053601 (2005).
- [14] A. Lamorlette, R. Mehaddi et O. Vauquelin, 'Unstable modes of laminar round fountains on inclined wall'. *C.R. Mecanique* 339 (2011) 250-256.
- [15] N. Williamson, N. Srinarayana, S.W. Armfield, G.D. McBain et W. Lin, 'low Reynolds number fountain behaviour'. *J. Fluid Mech.* 608, 297-317 (2008).
- [16] N. Srinarayana, N. Williamson, S.W. Armfield, Wenxian Lin, 'Line fountain behavior at low Reynolds number'. *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 53, 2065-2073, (2010).

Références bibliographiques

[17] N.Srinarayana, G.D. McBain, S.W. Armfield, W.X. Lin, 'Height and stability of laminar plane fountains in a homogeneous fluid'. *Int.J of Heat and Mass Transfer* 51(2008)4717-4727.

[18] W.D. Baines, J.S. Turner, I.H. Campbell, 'Turbulent fountains in an open chamber'. *J. Fluid Mech.* 212 (1990) 557–592.

[19] J. Lynn , Bloomfield, Ross et Kerr, 'inclined turbulent fountains', *J. Fluid Mech*, 451, 283-294 (2001).

[20] R.Mehaddi, 'Etude numérique et expérimentale des fontaines faibles laminaires inclinées', Ecole Nationale Polytechnique, PM014/10A (2010).