



HAL
open science

ONDES DE GRAVITÉ ET DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE DANS UNE CAVITÉ LATÉRALE À SURFACE LIBRE.

Clément Perrot-Minot

► **To cite this version:**

Clément Perrot-Minot. ONDES DE GRAVITÉ ET DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE DANS UNE CAVITÉ LATÉRALE À SURFACE LIBRE.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Lyon, 2019. Français. NNT: . tel-02874832

HAL Id: tel-02874832

<https://hal.science/tel-02874832v1>

Submitted on 19 Jun 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



ONDES DE GRAVITÉ ET DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE DANS UNE CAVITÉ LATÉRALE À SURFACE LIBRE.

Clément Perrot-Minot

► **To cite this version:**

Clément Perrot-Minot. ONDES DE GRAVITÉ ET DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE DANS UNE CAVITÉ LATÉRALE À SURFACE LIBRE.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Lyon, 2019. Français. tel-02874832

HAL Id: tel-02874832

<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-02874832>

Submitted on 19 Jun 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



ÉCOLE
CENTRALE LYON

N° d'ordre NNT : 2019LYSEC37

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de l'École centrale de Lyon

École Doctorale N° 162
Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique

Spécialité du doctorat :
Mécanique des fluides

Soutenue publiquement le 25 Novembre 2019, par :
PERROT-MINOT Clément

**ONDES DE GRAVITÉ ET DYNAMIQUE
TOURBILLONNAIRE DANS UNE CAVITÉ
LATÉRALE À SURFACE LIBRE.**

Jury

EIFF Olivier	Professeur (KIT, Karlsruhe)	Rapporteur
SERGENT Philippe	Ingénieur, chercheur, HDR (CEREMA)	Rapporteur
PERRET Gaële	Maître de conférences (LOMC, Le Havre)	Examinatrice
BAILLY Christophe	Professeur (ECL, Lyon)	Examineur
PERKINS Richard	Professeur (ECL, Lyon)	Directeur de thèse
MIGNOT Emmanuel	Maître de conférences, HDR (INSA, Lyon)	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Emmanuel Mignot, qui m'a poussé à m'investir toujours un peu plus. Il a pris le temps de m'aider et de discuter quotidiennement, malgré un emploi du temps particulièrement chargé, et ce tout au long de cette thèse. En particulier, je le remercie des relectures attentives et concernées de ce manuscrit, qui en ont grandement amélioré la qualité.

Je remercie également Richard Perkins, avec qui les discussions ont été particulièrement riches et ont conduit à des améliorations importantes des travaux de cette thèse.

Je remercie également abondamment Nicolas Rivière et Diego Lopez, qui ont fait preuve d'une implication quotidienne, au travers de multiples et denses discussions, de conseils et de corrections. Ces travaux, notamment pour la partie expérimentale, n'en seraient, sans aucun doute, pas à ce stade sans leur aide précieuse. Je remercie également Simon Chesne, du LaMCoS, pour son aide et son intérêt durant ces trois années.

Je remercie aussi les rapporteurs de ce manuscrit, M. Oliver Eiff et M. Philippe Sergent, pour avoir accepté de le relire, ainsi que pour leurs remarques pertinentes qui ont permis d'améliorer ces travaux encore une fois.

Je remercie également les autres membres du jury, Mme Gaële Perret et M. Christophe Bailly, pour avoir exprimé un intérêt pour ces travaux et accepté de participer à la soutenance.

Tous les membres du laboratoire avec qui j'ai pu interagir: Nadira Matar, Valery Botton, Daniel Henry, Sophie Miralles, Cyril Mauger, Mahmoud El Hajem, Serge Simoëns, mais aussi Benoit Pier, Louis Gostiaux, m'ont chaleureusement accueilli et ont toujours été prêt à rendre service, je les en remercie.

Evidemment, un grand merci aux doctorants, qui ont rendu le quotidien agréable: Sébastien, Hossein, Armando, Gabriel, Gaby, Virgile, Alejandro, Sarah, Nouhayla, Idir, Abdessamed.

Je remercie également Céline Bernier et Sébastien Proust de IRSTEA, avec qui les discussions ont toujours été fructueuses. Un grand merci également à Fabien Thollet et Alexis Buffet pour m'avoir apporté une aide précieuse pour mes mesures. Je remercie également

Je remercie également le personnel du SAGE et des services espaces verts de l'INSA, qui ont passé une (longue) après-midi à m'aider lors d'un malencontreux enlèvement de Fenwick.

Pour finir, je remercie ma famille et mes amis, qui ont eu la lourde tâche de me supporter pendant ces années, et ont relu, en entier, ce manuscrit pour traquer les dernières fautes d'orthographe! Je les remercie particulièrement d'avoir organisé et de s'être déplacé de tous les coins de la France pour assister à la soutenance.

Résumé

Les travaux présentés ici se sont focalisés sur la détermination des fréquences d'oscillation de la surface libre, ainsi que sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire, pour des cavités latérales adjacentes à un écoulement à surface libre de géométrie prismatique simplifiée. Ces cavités représentent des cavités à géométries plus complexes retrouvées dans la nature, comme des ports artificiels ou des bras morts de rivière. Pour ces cavités, les oscillations de surface libre peuvent influencer sur la vie de l'écosystème dans la cavité, sur les échanges de nutriments, d'oxygène, avec le canal principal, mais également sur l'usure des systèmes d'amarrages et sur le chargement des bateaux.

Les mesures réalisées par PIV, profilométrie par transformée de Fourier et ultrason ont montré que la fréquence des oscillations de surface libre est identique à la fréquence du lâcher tourbillonnaire pour toutes les mesures de cette thèse. Les spectres ne présentent qu'un seul pic énergétique (avec parfois des harmoniques), indiquant que le processus est monochromatique. Le lâcher tourbillonnaire est ainsi systématiquement soumis à un forçage, induit par la présence du coin aval de la cavité, quelle que soit la valeur du nombre de Froude. Le comportement de la couche de mélange entre une cavité latérale et un écoulement est donc fondamentalement différent de celui d'une couche de mélange libre.

Pour les bas nombres de Froude $Fr < 0.6$, un processus de rétroaction, utilisé dans le domaine acoustique, a été adapté au cas des cavités latérales à surface libre. Ce processus se base sur la conversion de l'énergie des tourbillons en énergie potentielle au coin aval, créant des ondes de gravité de fréquence égale à la fréquence d'impact des tourbillons, se propageant dans toutes les directions. Ces ondes de gravité forcent ensuite le lâcher tourbillonnaire au niveau du coin amont. Le modèle, basé sur un critère de résonance associé à ce processus, permet de prédire les différentes fréquences disponibles pour une configuration d'écoulement donnée. En plus de ce phénomène de rétroaction, les ondes de gravité peuvent entrer en résonances dans la cavité, si leur fréquence est proche de celle d'un mode propre de cavité. Dans ces cas, la fréquence d'oscillation de la cavité est "accrochée" à un mode propre jusqu'à ce que les fréquences disponibles s'en éloignent trop. Les amplitudes d'oscillation sont alors particulièrement faibles.

Lorsque le nombre de Froude est élevé $Fr > 0.6$, les amplitudes d'oscillation augmentent soudainement et la fréquence d'oscillation de la cavité est fixée, égale à une valeur cor-

respondant à un mode propre de cavité. Dans ce régime, le modèle de rétroaction n'est plus valide, et le lâcher tourbillonnaire est alors dominé par les oscillations de surface libre.

Par ailleurs, à l'aide de mesure par profilométrie par transformée de Fourier, la synchronisation entre les tourbillons de la couche de mélange et les oscillations de surface libre a pu être étudiée. La génération, ainsi que l'impact des tourbillons, sont toujours associés à un creux de l'oscillation au niveau du coin amont (pour la génération) ou aval (pour l'impact), quel que soit le régime d'écoulement considéré.

Finalement, une typologie des écoulements en cavité latérale à surface libre, complétant la typologie proposée dans la littérature, est proposée en se basant sur les processus à l'origine de la sélection de la fréquence d'oscillation de la cavité.

Mots clés: dynamique tourbillonnaire, cavité latérale, surface libre, couche de mélange, modèle de Rossiter, fréquence d'oscillation

Abstract

Present works focuses on determining the free surface oscillation frequency, as well as the vortex shedding frequency, for open-channel lateral cavities with a simplified prismatic geometry. Theses cavities can be encountered in the field as oxbows or artificial harbor. For these cavities, the free surface oscillation has a significant influence on the ecosystem inside the cavity, on the exchange process of nutrients, oxygen, with the main flow, but also on the mooring system wear or on the loading of ships.

Measurement using PIV, Fourier based profilometry and ultrasonic probes revealed that the free surface oscillation and vortex shedding frequency are equal to each other or every measurement of this PhD. Moreover, spectral analysis show a unique energetic peak (sometimes with associated harmonics), indicating that this oscillating process is monochromatic. Thus, the vortex shedding is constrained by the presence of a downstream corner for all measurements. Its behavior is hence greatly modified compared to the vortex shedding in a free mixing layer.

For low Froude numbers ($Fr < 0.6$), a feedback model commonly applied to acoustic cavities, has been adapted for the open-channel cavities. This process is based on the exchange of vortex energy into potential energy at the downstream corner of the cavity, generating gravity waves of same frequency. These gravity waves, in turn, propagate in all horizontal directions and eventually trigger the vortex shedding at the upstream corner of the cavity. Using a resonance criteria based on the wave phase, the model can predict all available oscillation frequencies for a given flow configuration. Moreover, gravity waves can resonate within the cavity if one these available frequencies happens to be close enough to a natural cavity mode. In this case, the cavity frequency is “locked-on” the natural mode, as long as the available frequencies predicted by the feedback model is not too far from the natural frequencies.

For high Froude number, ($Fr > 0.6$), free surface oscillation amplitude rises rapidly and the frequency is “locked-on” a natural frequency of the cavity. In this regime, the feedback process is not valid anymore, meaning that the vortex shedding process is entirely governed by gravity wave resonance.

Additionally, using Fourier based profilometry method, the synchronization between free surface oscillation and vortex shedding has been investigated. It shows that the vortex

shedding at the upstream corner, as well as the impact of vortices at the downstream corner, are associated with a trough of the wave respectively in the vicinity of the upstream and downstream corner of the cavity. This behavior is retrieved for all tested configurations with high and low values of the Froude number.

Finally, a typology of the observed cavity flows, completing the simple existing typology in the literature, is proposed based on the processes governing the oscillation frequency of the cavity.

Keywords: vortex shedding, lateral cavity, free-surface, mixing layer, Rossiter model, oscillation frequency

Table des Matières

Remerciements	i
I Introduction	1
1 Motivation de la thèse	1
1.1 Les problèmes sociétaux et d'ingénierie liés aux cavités latérales . .	1
1.2 Notre objet d'étude	2
2 État de l'art	2
2.1 Le mélange	2
2.1.1 Les couches de mélange	3
2.1.2 Couche de mélange en environnement libre	5
2.1.3 Couches de mélange en environnement confiné	9
a Le confinement vertical	9
b Le confinement latéral	10
c Le confinement longitudinal	11
2.1.4 Cavités latérales	12
2.1.5 Les cavités monophasiques	13
2.1.6 Les cavités latérales dans les écoulements fluviaux	14
2.1.7 Processus principaux liés à la couche de mélange en cavités latérales prismatiques à surface libre	18
a Le lâcher tourbillonnaire dans la couche de mélange	18
b Les effets sur les vitesses transverses à l'interface	18
c Effet des structures turbulentes sur les échanges de quantité de mouvement	20
d Effet des structures turbulentes sur les échanges de masse	22
2.2 Les ondes	25
2.2.1 Les ondes stationnaires	25
2.2.2 Phénomène de seiche dans les cavités à surface libre . . .	26
2.2.3 La génération de bruit dans les cavités monophasiques . .	29
3 Analyse dimensionnelle	31
4 Bilan de la revue	33
5 Approche choisie et plan du manuscrit	35

II	Installation et méthodes expérimentales	37
1	Dispositif expérimental	37
2	Mesures des oscillations de la surface libre	40
2.1	Ultrason - mesures ponctuelles	40
2.2	Profilométrie par transformée de Fourier - mesures globales	41
a	Principe de mesure	41
b	Pigmentation de l'eau	43
c	Matériel	44
d	Traitement des images	45
e	Estimation des incertitudes de mesure	46
f	Comparaison ultrason et profilométrie	48
3	Mesure des champs de vitesse	50
3.1	Caractéristiques de la mesure PIV	50
3.2	Estimation des erreurs	51
a	Erreurs liées aux traceurs	51
b	Erreurs liées à la calibration	52
c	Erreurs liées au calcul des corrélations d'images	52
3.3	Critères de détection des tourbillons	53
a	Méthode des vitesses transverses	53
b	Vorticité	53
c	Critère Q	54
d	Critère γ_1	54
4	Comparaison des méthodes de mesure de fréquence	55
5	Obtention d'un écoulement permanent et indépendant	57
6	Protocole de mesure	58
7	Conclusion	59
III	Configuration à bas nombre de Froude	61
1	Modèle théorique pour la fréquence d'oscillation	61
1.1	Fréquences naturelles d'une cavité acoustique	62
1.2	Modèle de rétroaction pour les cavités acoustiques	62
1.3	Transposition aux cavités à surface libre	67
1.3.1	Fréquences naturelles d'une cavité à surface libre	67
1.3.2	Modèle de rétroaction adapté aux cavités à surface libre	68
2	Resultats	69
2.1	Application du modèle analytique à la configuration C_1	69
2.1.1	Coefficient R_i	70
2.1.2	Coefficient R_v	70
2.2	Validation du modèle de rétroaction pour la configuration C_1	71
2.2.1	Points de mesure pour la zone $0.33 < Fr < 0.4$	74
a	Vérification du mode propre	74
b	Vérification du modèle de rétroaction	75

	c	Synchronisation entre mode propre et dynamique tourbillonnaire	75
2.2.2		Points de mesures pour $0.4 < Fr < 0.48$	79
	a	Vérification du mode propre	79
	b	Vérification du modèle de rétroaction	79
	c	Synchronisation entre mode propre et dynamique tourbillonnaire	79
2.2.3		Points de mesures pour la zone $0.48 < Fr < 0.6$	82
	a	Vérification du modèle	82
	b	Vérification du modèle de rétroaction	82
	c	Synchronisation entre mode propre et dynamique tourbillonnaire	82
2.2.4		Remarques	85
	a	Remarque 1: variante du modèle de rétroaction (Eq. III.18)	85
	b	Remarque 2: Ondes quasi-stationnaires	86
2.3		Généralisation pour les autres configurations C_2, C_3, C_4 et les données de la littérature	86
	a	Autres configurations mesurées	86
	b	Comparaison avec les données de Wolfinger <i>et al.</i> (2012)	88
3		Conclusion	89
IV Configuration à haut nombre de Froude			91
1		Complément bibliographique	91
2		Problématique	95
3		Analyse dimensionnelle et stratégie	96
4		Resultats	96
4.1		L'influence du nombre de Froude $0.6 < Fr < 0.65$	96
4.2		Influence du rapport d'aspect géométrique	101
	4.2.1	Fréquence d'oscillation	101
	4.2.2	Amplitude d'oscillation	104
4.3		Trajectoire des tourbillons de la couche de mélange	105
	4.3.1	Cas d'une onde longitudinale	106
	4.3.2	Cas d'une onde transverse	109
	4.3.3	Remarques	111
4.4		Effets sur les caractéristiques générales de la couche de mélange . .	112
5		Conclusion	113
V Conclusions et perspectives			115
1		Discussion sur la typologie des modes d'oscillation des cavités	115
	1.1	Rappel de la typologie disponible dans la littérature	115
	1.2	Rappel des principaux résultats de la thèse	115
2		Proposition d'une nouvelle typologie	116

3	Retour sur la littérature	118
4	Perspectives	119

Liste des figures

I.1	Exemples de cavités latérales naturelles et artificielles	2
I.2	Schéma de cavité latérale prismatique étudiée dans cette thèse	3
I.3	Schema de couche de mélange libre Chu & Babarutsi (1988)	4
I.4	Evolution de l'épaisseur de couche de mélange	5
I.5	Exemple de profil de vitesse	6
I.6	Illustration du phénomène de vortex pairing	6
I.7	Schéma d'une instabilité absolue et convective	7
I.8	Diagramme de phase d'une instabilité	8
I.9	Exemple de spectres mesurés dans une couche de mélange	9
I.10	Schema d'une couche de mélange confiné latéralement	10
I.11	Effet du confinement longitudinal sur une couche de mélange	12
I.12	Exemples de zones dite "mortes"	13
I.13	Vues schématiques de quelques zones mortes courantes	14
I.14	Catégories de cavités	15
I.15	Photo de la cavité utilisée par Scheiman (1978)	16
I.16	Exemple de disposition de cavités le long d'une rivière	16
I.17	Exemple de formes de cavités	17
I.18	Suivi de tourbillon de couche de mélange	19
I.19	Spectre de fréquence d'oscillation au coin aval	20
I.20	Vitesses transverses à l'interface, issues de Akutina (2015)	21
I.21	Schema des lignes de courant à l'interface d'une cavité	22
I.22	Statistique du champ de vitesse à l'interface d'une cavité	23
I.23	Cellule de recirculation en cavité	24
I.24	Processus d'échange en cavité latérale	25
I.25	Modes propres monodimensionnels de surface libre	26
I.26	Modes propres bidimensionnels de surface libre	27
I.27	Amplitude d'oscillation de surface libre en cavité	28
I.28	Fréquence d'oscillation de surface libre en cavité	29
I.29	Frequence des sons mesurés par Scheiman (1978)	30
II.1	Photographie du canal utilisé au LMFA	38
II.2	Schéma de la cavité latérale	39

II.3	Débitmètre Promag 50 de Endress Hauser	39
II.4	Trusquin à affichage numérique Mitutoyo, Absolute Dynamic	40
II.5	Fréquence d'oscillation un nombre de Froude $Fr = 0.55$	41
II.6	Principe de profilométrie par transformée de Fourier	42
II.7	Reflexion de la lumière sur la surface libre	43
II.8	Echantillonnage de la la concentration en TiO_2	44
II.9	Représentation du problème de dépliement de phase	46
II.10	Phase dépliée à l'aide de l'algorithme de Volkov & Zhu (2003)	46
II.11	Reconstruction d'un profil connue	48
II.12	Vérification de la profilométrie par transformée de Fourier	49
II.13	Différents critères de détection des tourbillons	55
II.14	Comparaison des méthodes de mesures	56
II.15	Vérification de la stabilité de l'écoulement	57
III.1	Schéma d'un résonateur de Helmholtz	62
III.2	Schéma conceptuel du modèle de rétroaction	63
III.3	Validation du modèle acoustique	66
III.4	Mesure des coefficients du modèle de rétroaction	70
III.5	Trajectoire des tourbillons de la couche de mélange	71
III.6	Validation expérimentale du modèle de rétroaction	73
III.7	Mesure de la fréquence d'oscillation dans la cavité	74
III.8	Mesure expérimentale du paramètre N_e	76
III.9	Instantanées de surface libre pour $Fr = 0.38$	78
III.10	Instantanées de surface libre pour $Fr = 0.45$	81
III.11	Instantanées de surface libre pour $Fr = 0.55$	83
III.12	Validation de la deuxième version du modèle de rétroaction	85
III.13	Fréquence d'oscillation pour d'autres rapports d'aspects	87
III.14	Remarque sur les données de Wolfinger <i>et al.</i> (2012)	88
IV.1	Modes propres observés par Tsubaki & Fujita (2006)	92
IV.2	Intensité de fluctuation de surface libre par stéréoscopie	93
IV.3	Schéma de cavité latérale en épi	94
IV.4	Vérification du contenu fréquentiel à haut nombre de Froude	97
IV.5	Fréquence d'oscillation à haut nombre de Froude	98
IV.6	Déformée de surface libre pour $Fr = 0.6$ et $W/L = 1.66$	99
IV.7	Déformée de surface libre pour $Fr = 0.6$ et $W/L = 2$	100
IV.8	Amplitude d'oscillation à haut nombre de Froude	100
IV.9	Influence du rapport d'aspect sur la fréquence d'oscillation	102
IV.10	Définition du paramètre A	103
IV.11	Influence du rapport d'aspect sur l'amplitude d'oscillation	104
IV.12	Trajectoire de traceurs sous une onde stationnaire	106
IV.13	Instantanées de la surface libre pour $(W + b)/L = 2.66$	108
IV.14	Instantanées de la surface libre pour $(W + b)/L = 3.33$	110
IV.15	Vitesse des tourbillons en fonction du rapport d'aspect	112

IV.16 Propriétés statistique de la couche de mélange	113
V.1 Trajectoire des tourbillons de la couche de mélange	130
V.2 Position du centre d'un tourbillons pendant une période	131

Liste des tableaux

- III.1 Revue bibliographique du modèle de rétroaction 65
- III.2 Modes propres de cavité rectangulaire 68
- III.3 Tableau des séries de mesures à bas nombre de Froude 70
- III.4 Dynamique tourbillonnaire à bas nombre de Froude 84

- IV.1 Dynamique tourbillonnaire à haut nombre de Froude 114

- V.1 Proposition de typologie d'écoulement 117

Chapitre I

Introduction

1 Motivation de la thèse

1.1 Les problèmes sociétaux et d'ingénierie liés aux cavités latérales

Les pratiques fluviales actuelles ont dégradé significativement la qualité des cours d'eau, notamment en favorisant de longues portions rectilignes du lit qui génèrent des zones d'érosion excessive sur les berges, de sédimentation dans les installations hydrauliques, augmentent les risques d'inondation et détruisent des écosystèmes fragiles (Jacobson *et al.*, 2001; Allan, 2004). L'implantation de cavités latérales sur le bord de ces écoulements permet de réduire les vitesses près des berges, réduisant l'érosion, favorisant la navigation dans le centre des canaux, et de restaurer des zones propices au développement de faune et flore (Shields *et al.*, 1995). Les pratiques agricoles et urbaines à proximité des cours d'eau ont également un impact important sur la pollution et la composition des écoulements (Dodds, 2006). Les cavités latérales permettent d'augmenter considérablement le temps qu'une particule d'un polluant en suspension ou d'un gaz dissous dans l'écoulement, dénommé "composé" dans le reste de la thèse, reste en contact avec une zone de l'écoulement, ce qui permet d'augmenter les échanges et les réactions physico-chimiques (Constantinescu *et al.*, 2009), mais aussi de capter une partie des polluants avant qu'ils ne se répandent en aval.

Les cavités latérales sont donc utilisées communément par les organismes de gestion des cours d'eau pour améliorer la qualité de l'eau et pour préserver la faune et la flore. Des cavités latérales, ou des réseaux de cavités, sont ainsi installés le long des cours d'eau (voir figure I.1). Il y a donc un besoin de comprendre en profondeur tous les effets de ces cavités sur le cours d'eau, pour aider les organismes à construire des cavités dont les caractéristiques correspondent aux attentes de la gestion fluviale.

Ces cavités latérales sont également formées par ports artificiels le long des fleuves, du fait de l'absence de vitesse moyenne. Dans certaines zones très urbanisées, comme au Japon, ces cavités permettent également de créer un point d'accès à l'eau accessible à



Figure I.1: Exemples de cavités latérales naturelles et artificielles utilisées dans la nature. Issue de Cai (2015)

tout le monde et relativement sûr. Cependant, des oscillations de la surface libre sont susceptibles d'empêcher l'accès aux berges ou de bloquer complètement les activités portuaires. La compréhension de l'origine et des conditions d'apparition de ces oscillations, liées à des résonances de cavité, est donc importante pour les modélisations des installations futures et pour l'adaptation des installations actuelles.

1.2 Notre objet d'étude

Dans cette thèse, nous nous intéressons aux cavités latérales à surface libre de forme prismatique simple, comme représenté sur la figure I.2. Les questions auxquelles cette thèse s'attache à répondre s'articulent principalement autour de deux processus clés: (1) la formation et le comportement de la couche de mélange, notamment afin de mieux comprendre les échanges entre la cavité et l'écoulement principal; et (2) les oscillations de surface libre dans la cavité, pour comprendre leur origine et pouvoir anticiper les cas de résonance.

2 État de l'art

Cette section propose une revue bibliographique des études menées sur les processus d'échanges et d'oscillation de surface libre dans les cavités latérales à un écoulement à surface libre, mais aussi en air (monophasique). Elle a pour but de définir clairement la problématique de cette thèse et de lister les questions posées.

2.1 Le mélange

Les échanges entre la cavité latérale et l'écoulement principal se situent au niveau de la couche de mélange. Ainsi, dans un premier temps, une revue bibliographique des

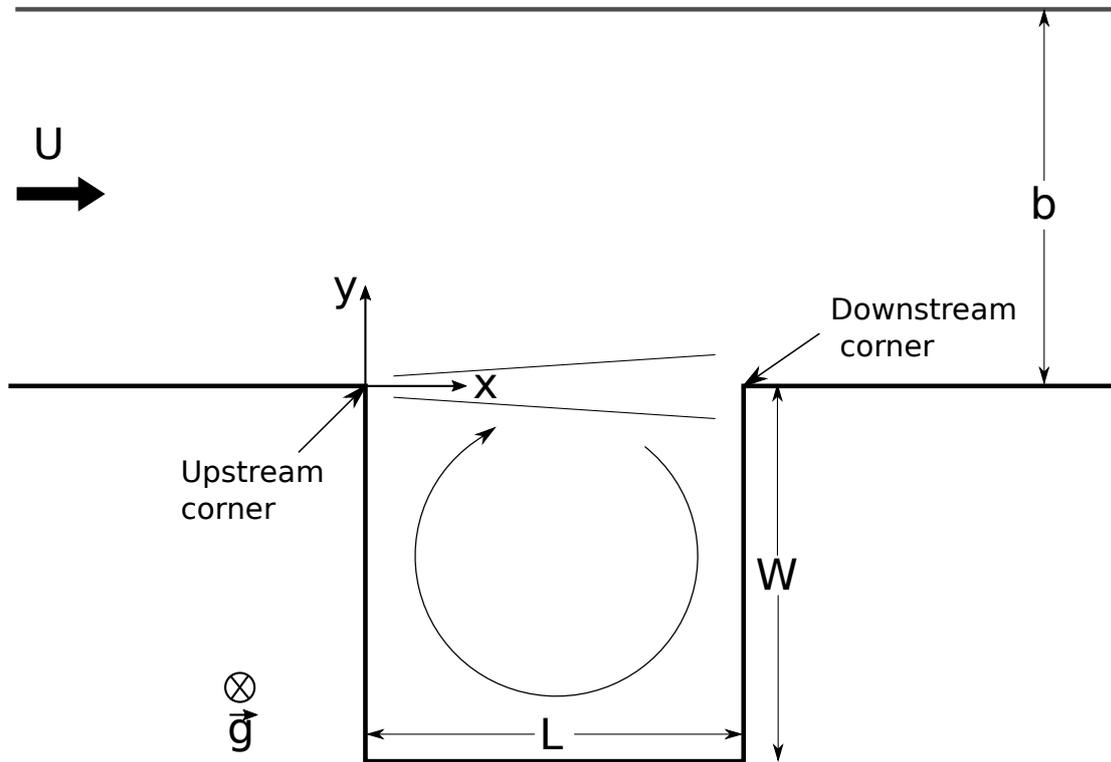


Figure I.2: Schéma de cavité latérale prismatique étudiée dans cette thèse

processus ayant lieu dans la couche de mélange est réalisée.

2.1.1 Les couches de mélange

A l'interface entre deux écoulements parallèles, de normes de vitesse différentes, un fort gradient de vitesse longitudinal provoque le développement d'une couche de mélange depuis le bord de mise en contact des deux écoulements (Huerre & Monkewitz, 1985; Charru, 2007). Les couches de mélanges sont extrêmement courantes dans les écoulements naturels et artificiels. Elles sont étudiées de façon intensive pour leur propriété d'échange de quantité de mouvement, de masse, de scalaire. Elles sont également étudiées pour comprendre les conditions de formation et les propriétés du lâcher tourbillonnaire. Ce dernier, outre le mélange, pouvant être à l'origine de sons.

Le cas le plus académique est la couche de mélange entre deux écoulements parallèles. Dans ce cas, deux écoulements parallèles unidimensionnels, de vitesses moyennes différentes sont subitement mis en contact. Le fluide rapide accélère alors le fluide lent, en échangeant de la quantité de mouvement au travers de la couche de mélange par deux phénomènes: la diffusion visqueuse et la diffusion turbulente. En définissant U_1 (resp. U_2) la vitesse du fluide dans la partie rapide (resp. la partie lente), il est possible de définir une épaisseur de couche de mélange, correspondant à la distance séparant les zones où la

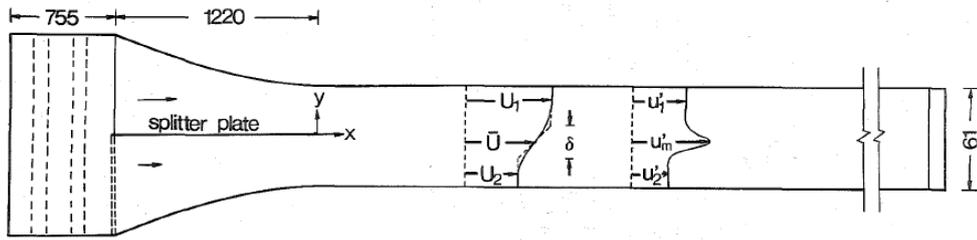


Figure I.3: Schema de couche de mélange libre Chu & Babarutsi (1988)

vitesse $U = U_1$ (resp. $U = U_2$, voir figure I.3). En pratique, ces vitesses limites sont définies comme les vitesses dans les zones où le gradient de vitesse transverse est nul, c'est à dire aux zones de l'écoulement moyen qui ne sont pas affectées par la couche de mélange.

L'épaisseur de la couche de mélange, δ_m , peut être écrite à partir de la différence entre vitesse U_1 et U_2 , normalisée par le maximum du gradient transverse (Pope, 2008; Mignot *et al.*, 2016),

$$\delta_m(x) = \frac{U_2(x) - U_1(x)}{\left| \frac{\partial U(x)}{\partial y} \right|_{max}}. \quad (\text{I.1})$$

Cette épaisseur augmente dans la direction de l'écoulement (voir I.3), le profil de vitesse s'aplatissant au fur à mesure de l'échange de quantité de mouvement et de l'homogénéisation du profil de vitesse. Le taux de croissance de la couche de mélange est défini dans la littérature en utilisant une estimation de l'épaisseur de couche de mélange δ_e , afin d'estimer un coefficient empirique α . Ce coefficient exprime l'évolution de l'épaisseur de couche limite estimée en fonction de paramètres macroscopiques de l'écoulement

$$\frac{d\delta_e}{dx} = \alpha \frac{U_2 - U_1}{(U_2 + U_1)/2} \quad (\text{I.2})$$

Les valeurs typiques de ce coefficient sont comprises entre 0.6 et 0.11 (Pope, 2008).

Physiquement, l'épaisseur de la couche de mélange, ainsi qu'une grande partie des échanges de quantité de mouvement qui la traversent sont affectés par la formation de structures cohérentes turbulentes (ou tourbillons). Les conditions d'apparition ainsi que les propriétés de ces structures sont fonction du profil de vitesse. La théorie (Charru, 2007) stipule que ces structures cohérentes apparaissent grâce à l'amplification par l'écoulement de petites perturbations. Un profil de vitesse peut alors être instable ou stable par rapport à certains types de perturbation. Le critère de Rayleigh (1880) stipule que des instabilités inertielles peuvent être amplifiées uniquement si le profil de vitesse longitudinal de l'écoulement possède un point d'inflexion (voir figure I.5). Sans point

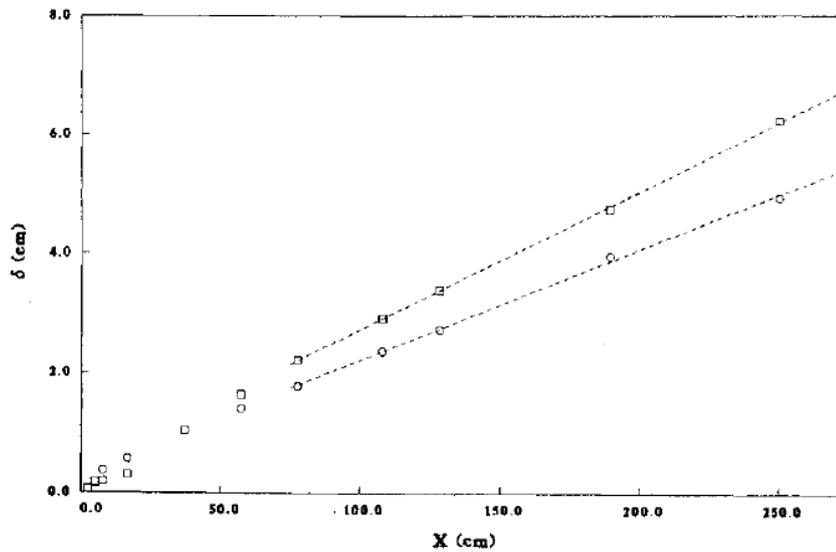


Figure I.4: Evolution de l'épaisseur de couche de mélange en fonction de la distance dans la direction de l'écoulement, issue de Bell & Mehta (1989). Les symboles ronds correspondent au cas avec des rugosités sur la condition amont de la couche de mélange, et les symboles carrés correspondent aux cas sans.

d'inflexion, la couche de mélange est dominée exclusivement par des effets visqueux et de turbulence à petite échelle. Le taux de croissance de l'épaisseur de la couche de mélange est alors beaucoup plus faible et le contenu fréquentiel entièrement différent. Cependant, ce critère n'est pas suffisant pour l'apparition de tourbillons de Kelvin-Helmholtz. En effet, beaucoup d'écoulements possèdent des profils de vitesse avec point d'inflexion, mais ne sont pas instables inertiellement. En effet, Fjortoft (1950) a énoncé une deuxième condition pour qu'un profil de vitesse soit instable: $U'''(U(z) - U_s) < 0$ avec U'' la dérivée spatiale seconde dans la direction transverse à l'écoulement (z), et U_s la vitesse au point d'inflexion. Ce critère signifie que la courbure du profil de vitesse doit changer de part et d'autre du point d'inflexion. Or, il apparaît que les processus influant sur le développement de la couche de mélange peuvent être très différents selon que la couche de mélange se développe dans des environnements contraints ou libres.

2.1.2 Couche de mélange en environnement libre

Pour une couche de mélange libre, c'est à dire sans aucune contrainte sur l'écoulement liée à une paroi dans aucune direction (concrètement, loin de toute paroi), le profil de vitesse moyen peut être approximé par un profil en tangente hyperbolique (Charru, 2007). Ce profil satisfait alors les deux critères cités précédemment et des instabilités de type Kelvin-Helmholtz peuvent alors se développer librement. La théorie linéaire permet d'écrire une équation de dispersion des instabilités de faible amplitude se propageant dans

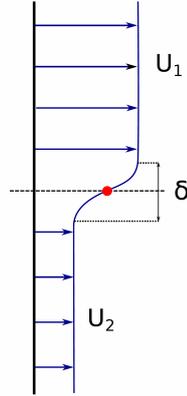


Figure I.5: Exemple de profil de vitesse possédant un point d'inflexion (point rouge), instable d'après le critère de Rayleigh

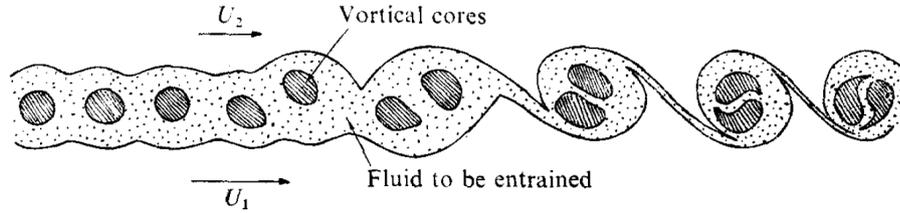


Figure I.6: Illustration du phénomène de vortex pairing, issus de Winant & Browand (1974)

la couche de mélange à la vitesse c_i

$$4(k\delta)^2(c_i - \bar{U})^2 - \Delta U^2((2k\delta - 1)^2 - e^{-4k\delta}) = 0, \quad (\text{I.3})$$

avec k le nombre d'onde de l'instabilité et $\bar{U} = (U_1 + U_2)/2$ la vitesse moyenne. Cette equation de dispersion permet de déterminer les modes (nombres d'ondes et fréquences) dont les taux de croissance, temporels et spatiaux, sont les plus élevés (Charru, 2007; Godreche, 1998). Ces modes vont donc se développer plus rapidement et accumuler plus d'énergie que les autres, jusqu'à atteindre des amplitudes suffisamment importantes pour que des effets non linéaires apparaissent, notamment les effets d'enroulement. Les autres modes deviennent alors négligeable d'un point de vue énergétique. Lorsque les instabilités continuent à se développer, deux tourbillons consécutifs peuvent s'enrouler l'un autour de l'autre, au cours d'un phénomène appelé l'appariement (voir figure I.6). Ce phénomène est notamment responsable de la variation du spectre des vitesses transverses le long d'une couche de mélange libre.

Dans la description théorique des instabilités, celles-ci peuvent être qualifiées "d'absolues" ou de "convectives". Un écoulement est dit absolument instable lorsque la présence d'une

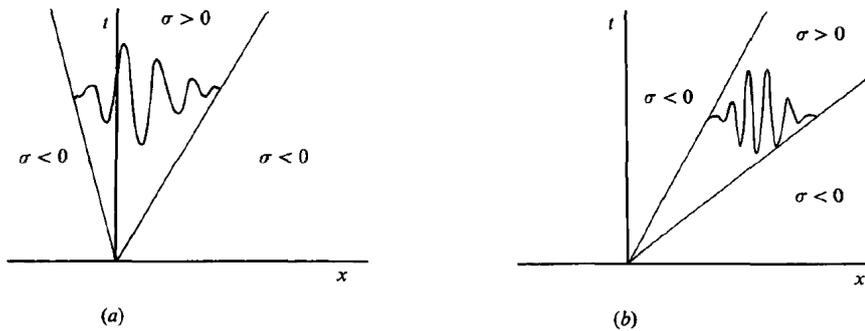


Figure I.7: Schéma de la réponse d'un écoulement à une perturbation. (a) écoulement absolument instable, (b) écoulement convectivement instable. x définit la position le long de la couche de mélange, t le temps écoulé après une impulsion dans l'écoulement principale, et σ le taux de croissance des instabilités. Issue de Huerre & Monkewitz (1985)

perturbation quelque part dans l'écoulement affecte, après un temps suffisant, l'ensemble de l'écoulement de base. Au contraire, un écoulement est dit convectivement instable si, dans un référentiel fixe et après un temps suffisant, l'écoulement de base n'est pas perturbé (voir figure I.7).

La transition entre un écoulement absolument instable et convectivement instable est gouvernée par le rapport des vitesses $R = \Delta U / 2\bar{U}$. Selon Huerre & Monkewitz (1985), pour un profil de vitesse en tangente hyperbolique, l'instabilité est convective si $R < 1,315$, et l'instabilité est absolue si $R > 1,315$ (voir figure I.8).

Cette distinction est importante pour la prédiction du contenu fréquentiel de la couche de mélange. Ainsi les instabilités absolues agissent comme un résonateur, amplifiant fortement une fréquence précise. Le contenu fréquentiel est donc à bande étroite. Une instabilité convective possède un contenu fréquentiel à plus large bande, et agira plutôt comme un amplificateur du bruit provenant de l'écoulement (voir figure I.9).

Si le rapport de vitesse R est trop faible, aucune structure cohérente de type Kelvin-Helmholtz n'est formée. Proust *et al.* (2007) déterminent expérimentalement une valeur de $R > 0.3$ nécessaire pour la formations de structures cohérentes. Ces structures augmentent ensuite considérablement la génération d'énergie turbulente dans la couche de mélange.

Pour les couches de mélange libres, la valeur du nombre de Reynolds Re joue un rôle secondaire dans la formation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. En effet, cette instabilité est inertielle, non visqueuse et peut être décrite mathématiquement en utilisant les équations d'Euler (Charru, 2007; Godreche, 1998). Cependant, les instabilités ne peuvent se développer que si le nombre de Reynolds est supérieur à une valeur critique ($Re_\delta = \Delta U \delta / 4\nu \approx 100$, d'après Klaassen & Peltier (1985) ou (Chen & Jirka, 1998), avec

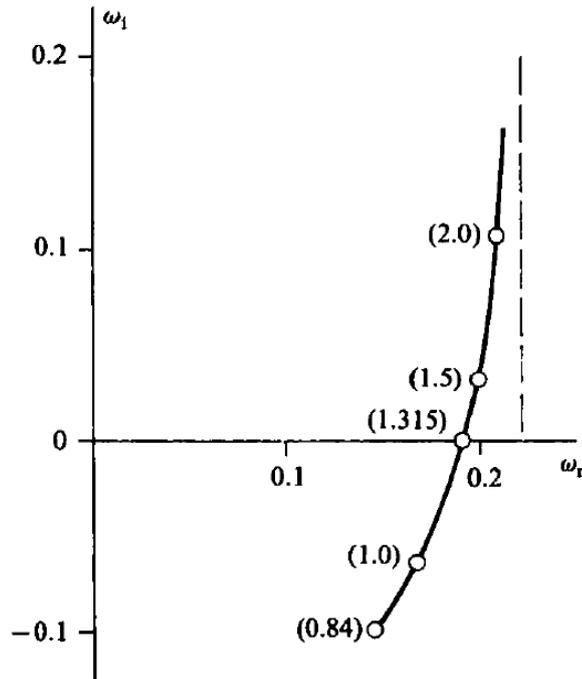


Figure I.8: Diagramme de phase de la pulsation absolue $\omega_0(R)$ dans le plan complexe ω en fonction de la valeur du ratio de vitesse R entre parenthèse, pour un profil de vitesse en tangente hyperbolique. Issue de Huerre & Monkewitz (1985)

δ l'épaisseur de la couche de mélange et ΔU la différence de vitesse à travers l'interface). Le nombre de Reynolds a cependant deux autres effets importants pour les couches de mélange. Le premier effet est l'épaississement de la couche de mélange avec la diminution du nombre de Reynolds, ce qui a pour conséquence de modifier le profil de vitesse. La relation de dispersion permettant de calculer les taux de croissance est donc légèrement modifiée (Charru (2007)). Le deuxième effet est le passage du régime laminaire au régime turbulent de la couche limite à l'amont de la couche de mélange. Pour une couche limite amont turbulente, l'intensité turbulente ainsi que son taux de croissance est maximum au début de la couche de mélange. Pour une couche limite laminaire, une longueur d'établissement est nécessaire (Ho & Huerre, 1984). Il existe cependant un grand nombre d'applications dans lesquelles les couches de mélange considérées ne sont pas libres, et que l'on nomme ici "confinées", pour lesquelles les résultats concernant les couches de mélange libres ne sont pas toujours applicables. Les sections suivantes ont pour objectif de présenter les spécificités de ces couches de mélange confinées.

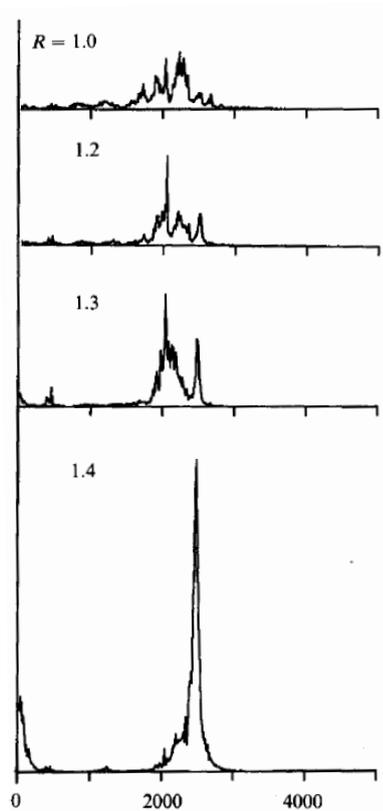


Figure I.9: Exemple de spectre de fréquence mesurés dans une couche de mélange en fonction du rapport de vitesse R . Un rapport $R > 1.35$ produit un pic beaucoup plus marqué et fin. Issue de Strykowski & Niccum (1991)

2.1.3 Couches de mélange en environnement confiné

Le confinement des couches de mélange a un impact sur leur dynamique générale. Ainsi, le lâcher tourbillonnaire, le taux de croissance, la cohérence, les propriétés d'échanges, etc, peuvent être affectés par ce confinement. Il existe 3 grandes sortes de confinement pour les couches de mélange qui peuvent se combiner, à savoir un confinement par direction de l'espace : vertical, longitudinal et transverse.

a Le confinement vertical

Le premier confinement listé ici est le confinement vertical, c'est à dire perpendiculairement au gradient de vitesse et à la direction des écoulements. Ce confinement est très fréquemment rencontré dans les couches de mélange fluviales, et il est souvent appelé "faible profondeur". Ce confinement agit sur la couche de mélange principalement de deux façons: il limite le développement vertical des structures cohérentes dont l'extension

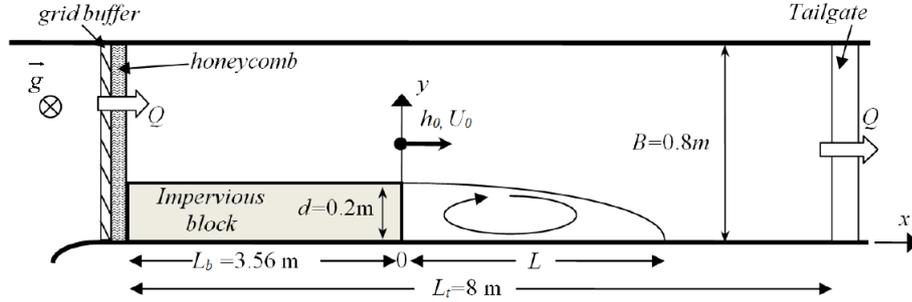


Figure I.10: Schéma d'une marche, ou élargissement brusque, avec une couche de mélange confinée latéralement. Issue de Han *et al.* (2017)

verticale est contrainte par la dimension verticale de l'écoulement, forçant un écoulement plan. De plus, ce confinement augmente le frottement au niveau de la (ou des) paroi(s), qui a une tendance à stabiliser l'écoulement et empêcher la formation de structures cohérentes en diminuant la différence de vitesse entre le côté rapide et le côté lent. Chu & Babarutsi (1988) ont introduit un nombre quantifiant l'effet de stabilisation par le frottement du lit sur la formation de structures cohérentes,

$$S = \frac{\bar{c}_f \delta \bar{U}}{2h \Delta U} \quad (\text{I.4})$$

avec \bar{c}_f le coefficient de frottement du fond, h la dimension de l'écoulement dans la direction verticale (hauteur d'eau en écoulement fluvial), δ l'épaisseur de la couche de mélanges, ΔU la différence de vitesse de part et d'autre de la couche de mélange et \bar{U} la vitesse moyenne au centre de la couche de mélange. Les expériences en laboratoire permettent de déterminer une valeur critique $S_c = 0.09$ en dessous de laquelle les effets de frottements sur le fond empêchent les structures cohérentes de la couche de mélange de se développer, entraînant une diminution du taux de croissance: Uijttewaal & Booij (2000); Sukhodolov *et al.* (2010).

b Le confinement latéral

Une couche de mélange peut également être confinée latéralement dans la direction du gradient de vitesse, par exemple lors d'un agrandissement brusque de la section d'un tuyau ou d'une rivière. Dans le cas de l'élargissement brusque, le centre de la couche de mélange est dévié vers la paroi latérale du côté de l'élargissement avec un angle de plus en plus en grand (voir figure I.10), jusqu'à ce que l'écoulement moyen se rattache à la paroi. Le mouvement latéral des structures cohérentes de la couche de mélange en direction de la paroi est arrêté lorsque celles-ci atteignent une distance avec cette paroi égale à

leur rayon. Elles sont ensuite advectées le long de la paroi et finissent par se dissiper loin à l'aval. Kolyshkin & Ghidaoui (2002) ont montré théoriquement que les taux de croissance des structures cohérentes dans les couches de mélange confinées latéralement étaient inférieurs à ceux d'une couche de mélange libre. Cet effet est expliqué par la proximité de la condition de fluctuation transverse nulle à la paroi $v' = 0$ qui modifie la topologie de l'écoulement. Plus cette paroi est proche de la couche de mélange, plus le taux de croissance est réduit Chen & Jirka (1998).

c Le confinement longitudinal

Finalement, les couches de mélange contraintes longitudinalement sont des couches de mélange pour lesquelles l'extension longitudinale maximum est bornée par un obstacle ou toute forme géométrique placée à l'aval. Rockwell & Knisely (1979) effectuent des mesures d'autocorrélation dans une couche de mélange dont l'extension est limitée par un coin aval (voir figure I.11, bas), et les comparent au cas d'une couche de mélange non confinée longitudinalement (voir figure I.11, haut). Ces mesures montrent que la cohérence des structures cohérentes est grandement augmentée avec l'introduction d'un confinement longitudinal, à la fois sur les composantes principales du spectre de fréquence mais aussi sur leurs harmoniques. De plus, dans le cas d'une couche de mélange en air confinée longitudinalement par un coin aval, Forestier (2001) montre d'une part qu'aucun appariement de tourbillons n'a lieu, mais également que l'influence du coin aval provoque une décroissance brutale de l'épaisseur de la couche de mélange, à partir d'environ $x/L = 0.8$ avec L la distance entre le début de la couche de mélange et la contrainte aval. Ce résultat est confirmé par l'étude en eau, à surface libre, de Mignot *et al.* (2016), qui observent également une diminution de l'épaisseur de la couche de mélange à partir de $x/L \approx 0.8$. Les couches de mélange confinées longitudinalement sont également fréquemment rencontrées dans les problématiques de jets impactant des parois, notamment pour l'aéronautique. Dans les jets, les mêmes propriétés de cohérence et les mêmes effets de la condition aval sur la couche de mélange sont observés (Powell (1961)). Dans les deux configurations (cavités et jets en aéronautique), des modèles de rétroaction (aussi appelé "feedback" en anglais) entre les structures cohérentes et les oscillations de pression dans la cavité permettent alors d'expliquer la fréquence de lâcher tourbillonnaire. Ces modèles ont été étudiés en détail dans cette thèse et seront présentés dans la section 1.2.

Pour résumer, à l'interface entre une cavité latérale, où la vitesse moyenne est quasi nulle, et un écoulement où la vitesse moyenne est importante, une couche de mélange s'établit. Dans le cas des cavités, cette couche de mélange pourra alors être confinée dans les 3 directions de l'espace en fonction du type et de la géométrie de la cavité considérée. Pour connaître le type de couche de mélange qui se développera à cette interface, il est donc nécessaire de faire un état de l'art des différents types de cavités latérales pour connaître les types de confinements attendus.

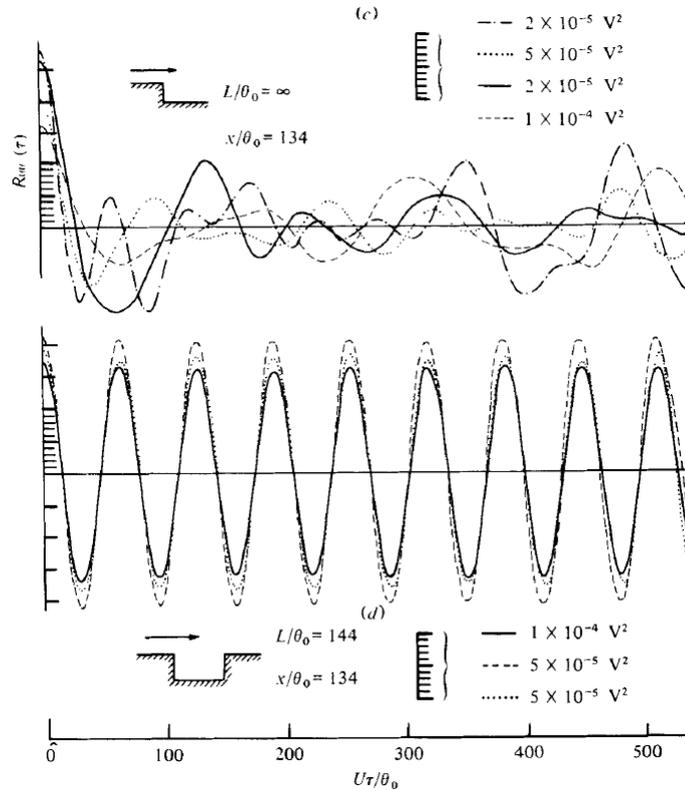


Figure I.11: Autocorrélation de mesures de vitesse dans la couche de mélange avec (bas) et sans (haut) confinement longitudinale. Issue de Rockwell & Knisely (1979)

2.1.4 Cavités latérales

Parmi la grande variété d'écoulements présents dans la nature et dans les applications industrielles, beaucoup comportent des zones complexes où la norme de la vitesse et la direction de l'écoulement sont amenées à changer rapidement dans l'espace et dans le temps. Parmi ces zones, une configuration typique d'écoulement concerne les zones mortes où la vitesse moyenne est nulle (voir figures I.12 et I.13). Ces volumes ne participent pas au débit total de l'écoulement, mais ont un impact majeur sur celui-ci. Ces zones mortes se forment à la suite de topologies d'écoulement singulière (Mignot *et al.*, 2016), d'obstacles (Babarutsi *et al.*, 1989) ou de géométries particulières, comme par exemple, une cavité latérale (Colonius *et al.*, 1999).

Une cavité est une catégorie de "zone morte" d'un écoulement, pour laquelle une face est connectée à l'écoulement principal, et dont les autres sont contraintes par des parois solides ou une surface libre (vue 2D du dessus sur figure I.12c) d'une cavité prismatique. Deux grands types de cavités peuvent être définis, d'une part les cavités dont une des faces est en contact avec une autre phase (par exemple une interface eau/air, et ainsi appelée cavité à surface libre). D'autre part, les cavités ne possédant pas d'interface avec

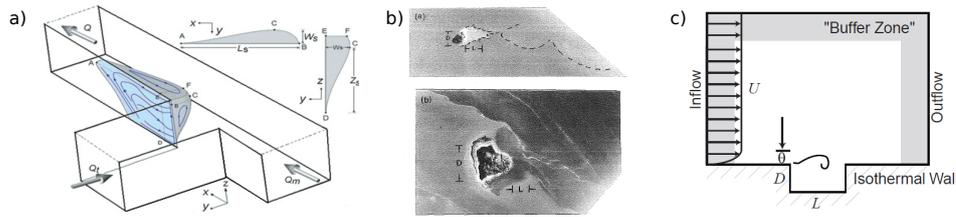


Figure I.12: Exemples de zones dite “mortes” induite a) par une confluence d’écoulement à surface libre, issue de Shakibaina *et al.* (2010). b) par un obstacle (îles de Rupert Bay, Quebec) issue de Babarutsi *et al.* (1989). c) par une cavité latérale, issue de Colonius *et al.* (1999)

une autre phase, fermée sur toutes les parois autres que celle en contact avec l’écoulement. Cette dernière catégorie est appelée cavité monophasique.

En plus de ces deux grands types de cavité, il est nécessaire de distinguer les différentes catégories de cavité, notamment en lien avec leur rapport d’aspect. Ce rapport est défini comme le rapport de la longueur de la cavité dans la direction de l’écoulement, sur sa largeur perpendiculairement à l’écoulement, et noté W/L (voir figure I.2). Les cavités dont le rapport d’aspect est supérieur à l’unité sont appelées “cavités profondes”. Au contraire, les cavités dont le rapport d’aspect est inférieur à l’unité, $W/L < 1$, sont appelées “cavités peu profondes”. Parmi les cavités dites “peu profondes”, il est possible de distinguer deux types de cavité aux comportements différents, en fonction de la topologie de l’écoulement moyen au niveau de l’interface entre la cavité et l’écoulement. Si l’écoulement moyen pénètre dans la cavité et se recolle au fond de la cavité alors la cavité est dite “fermée” (voir figure I.14d). Dans ce cas, l’écoulement moyen se décolle de nouveau pour rejoindre le coin aval de la cavité. Si l’écoulement moyen ne pénètre pas dans la cavité, elle est alors dite “ouverte” (voir figure I.14b). Finalement, dans le cas intermédiaire, lorsque l’écoulement moyen pénètre dans la cavité, toutefois sans atteindre le fond, la cavité est dite transitionnelle (voir figure I.14c) (Chatellier, 2002).

2.1.5 Les cavités monophasiques

Les cavités latérales étudiées dans les écoulements d’air sont essentiellement de type “monophasique”, la cavité ne possède pas de surface libre.

Ce type de cavité est notamment étudié pour ses propriétés d’échange, notamment pour des applications environnementales, de rejet de polluants sur des environnements urbains, par exemple l’interaction entre un nuage de polluants et une cavité, matérialisée par une rue entre deux grands immeubles “canyon urbain” (Lee & Park, 1994; Sini *et al.*, 1996; Salizzoni *et al.*, 2009). Des mesures sur des modèles physiques révèlent notamment que la quantité totale d’un polluant dans la cavité augmente avec le rapport d’aspect W/L de la cavité, et que la concentration en ce polluant diminue de façon exponentielle avec la distance à l’interface (Hoydysh *et al.*, 1974). Ce résultat est directement lié aux

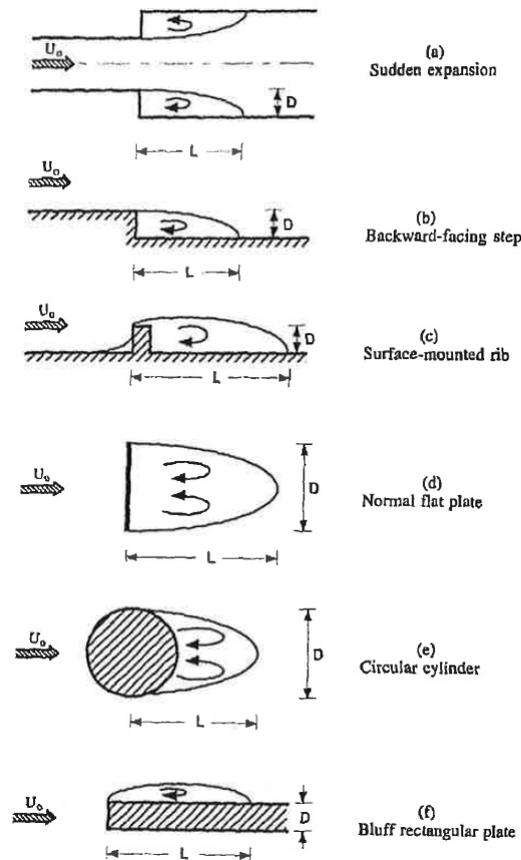


Figure I.13: Vues schématiques de quelques zones mortes courantes. Issue de Li & Djilali (1995)

cellules de recirculations présentes dans la cavité. Plus la cavité est longue, plus les cellules secondaires génèrent des vitesses faibles, et le mélange est donc majoritairement réalisé par la diffusion turbulente à petite échelle et moléculaire. Le polluant peut aussi être injecté dans la cavité (pour représenter la pollution émise par des véhicules) et le problème est inverse. Dans ce cas, les résultats sont similaires, avec une évacuation des polluants par l'écoulement principal faible pour des rapports d'aspect de cavité importants (Yazid *et al.*, 2014).

2.1.6 Les cavités latérales dans les écoulements fluviaux

Les cavités latérales étudiées dans les écoulements fluviaux (abrégées ici en "cavité hydraulique"), possèdent une interface avec l'atmosphère, appelée surface libre. Cette cavité peut être soit isolée (voir figure I.17a), faire partie d'une succession de cavités juxtaposées sur une rive de l'écoulement (voir figure I.16b), soit formant un système d'épi (figure I.16a, dont la particularité courante est que leur profondeur est différente

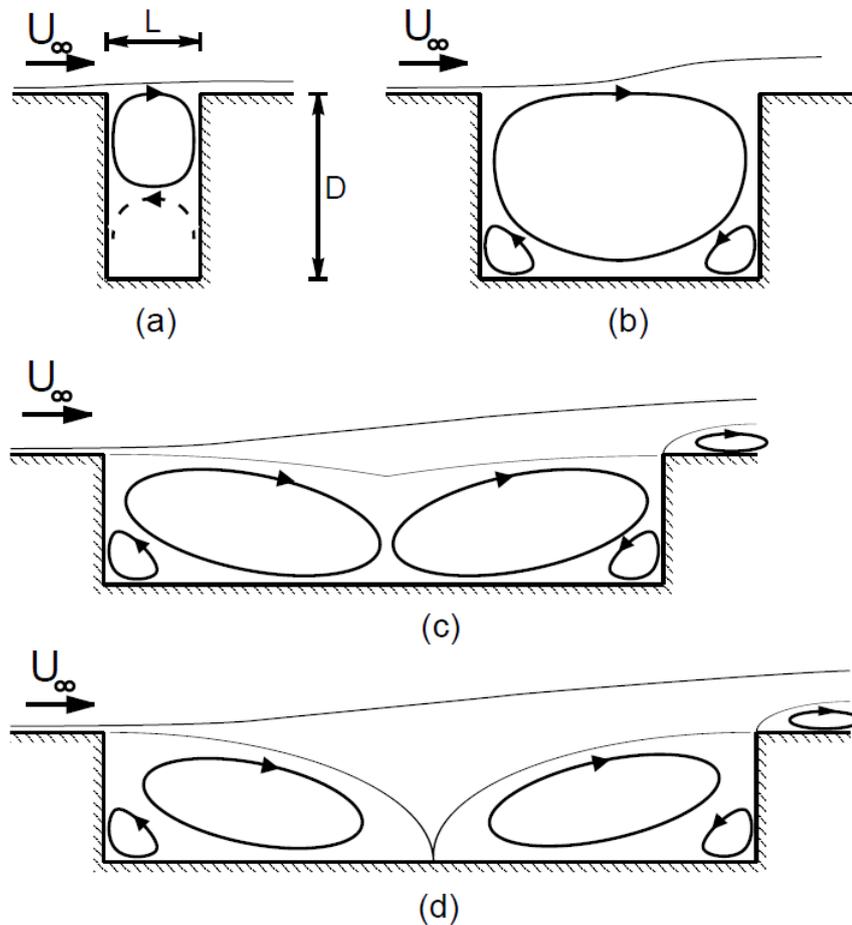


Figure I.14: Catégories de cavités, issus de Chatellier (2002). (a-b) cavité profonde et peu profonde respectivement, (b) cavité ouverte, (c) cavité transitionnelle et (d) cavité fermée

de celle de l'écoulement (Uijttewaal *et al.*, 2001)) espacés (Tanaka & Ohmoto, 2016) ou enfin de part et d'autre de l'écoulement (Meile *et al.*, 2011).

Les rapports d'aspects typiques des cavités hydrauliques peuvent varier d'un ordre de grandeur en fonction des applications. Les cavités à petit rapport d'aspect ($W/L < 1$, figure I.14c,d) sont typiquement rencontrées dans des zones aménagées pour favoriser l'accès à l'eau, notamment dans les zones urbaines (Tsubaki & Fujita, 2006). En revanche, les cavités formées par des épis ou des ports artificiels possèdent des rapports d'aspect plus proches de l'unité (figure I.14b). Finalement, certains bras morts de rivière forment des cavités avec des rapports d'aspect beaucoup plus grands que l'unité (figure I.14a). Cependant, dans la littérature, les rapports d'aspects couramment étudiés sont inférieurs à $W/L = 1.5$ et correspondent surtout aux cavités en épi et aux points d'accès

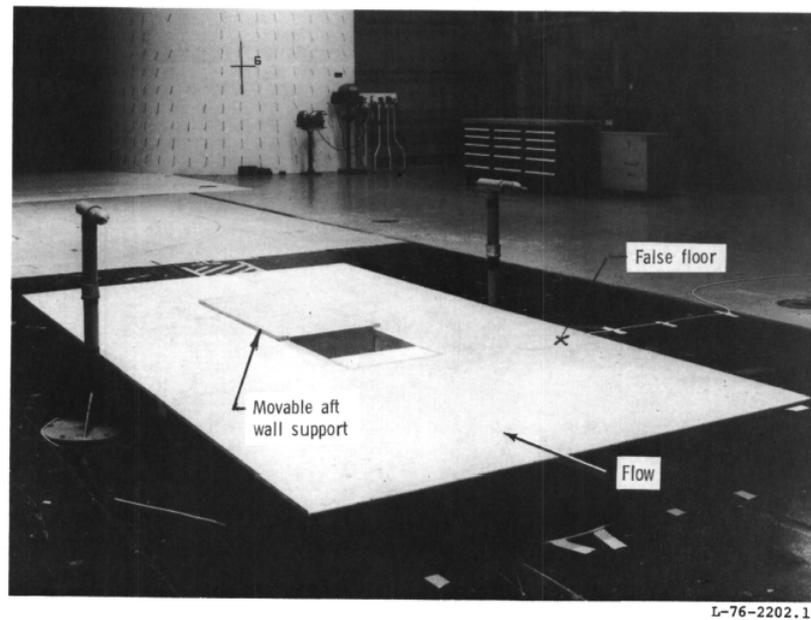
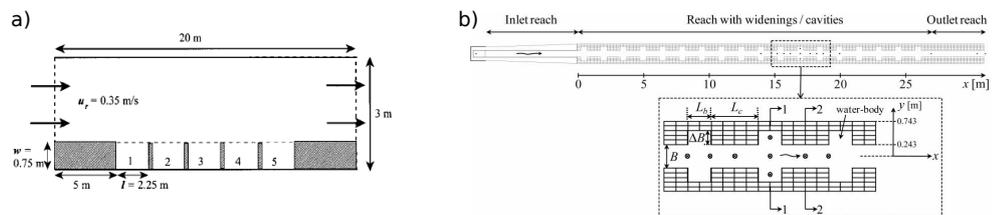


Figure I.15: Photo de la cavité utilisée par Scheiman (1978)

Figure I.16: Disposition de cavités le long d'une rivière a) réseaux d'épis Uijtewaal *et al.* (2001). b) réseau de cavité Meile *et al.* (2011).

à l'eau.

La particularité des cavités en réseaux par rapport à celles isolées est la topologie de l'écoulement amont. Dans le cas d'une cavité isolée, l'écoulement amont est purement longitudinal (parallèle aux parois du canal), avec une vitesse longitudinale importante (environ la moitié de la vitesse débitante de l'écoulement principal selon Hill (2014)) sans vitesse transverse moyenne. Cependant, lorsque l'on considère un réseau de cavités, les interactions complexes entre l'écoulement et le coin aval de la cavité précédente génèrent des vitesses transverses importantes de l'écoulement moyen au niveau de l'interface (Uijtewaal *et al.*, 2001). Celles-ci modifient les propriétés de la couche de mélange par rapport à une couche de mélange de cavité isolée. Cette thèse se focalise sur les cavités latérales isolées.

Enfin dans le réseau hydrographique, ces cavités latérales révèlent un grand nombre de formes de fond différentes (figure I.17a) (Sanjou & Nezu, 2013), et de géométries variées (figure I.17b, Jackson *et al.* (2015)).

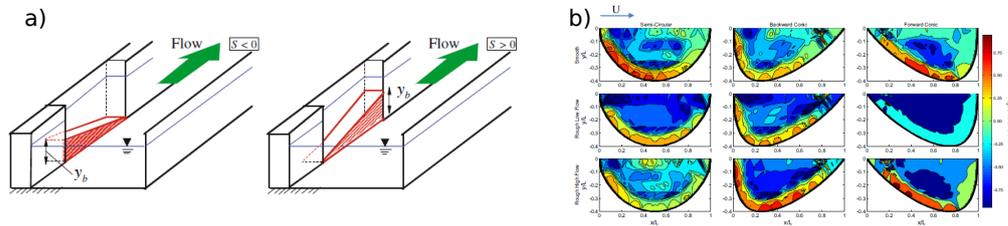


Figure I.17: Exemple de formes de cavités a) vue isométrique de topologie de fond d'une cavité latérale Sanjou & Nezu (2013). b) vue de haut de formes de cavités particulières Jackson *et al.* (2015).

Les couches de mélange à l'interface entre une cavité et l'écoulement principal sont donc des couches de mélange confinées longitudinalement par la présence du coin aval de la cavité (voir figure I.2 ou I.11, bas). Dans les écoulements fluviaux, les cavités peuvent être en plus confinées verticalement par la présence d'une surface libre et du fond. De plus, il est possible d'avoir une couche de mélange confinée latéralement dans le cas des cavités dites peu profondes, et plus précisément des cavités dites fermées (voir 2.1.6). Ainsi le comportement de la couche de mélange peut être influencé par certains ou tous les phénomènes mentionnés précédemment.

Les questions associées concernent les propriétés d'échanges de masse, de scalaires et de polluants entre la cavité et l'écoulement principal (Weitbrecht & Jirka, 2001), les topologies d'écoulement dans la cavité (Weitbrecht *et al.*, 2008) et enfin les oscillations de la surface libre (Ardhuin *et al.*, 2010; Tsubaki & Fujita, 2006).

Jackson *et al.* (2013) ont réalisé une analyse dimensionnelle des paramètres influents sur les processus en cavité à surface libre, et notamment le temps de résidence moyen d'une particule τ_1 dans le cas de cavités quelconques typiquement présentes dans les applications hydrauliques. Cette analyse met à jour au moins 6 paramètres

$$\frac{\tau_1 U}{L} = f\left(\frac{W}{L}, \frac{h_c}{L}, \frac{UL}{\nu}, \frac{U}{\sqrt{gL}}, \frac{u_*}{U}, \frac{h_E}{L}\right), \quad (I.5)$$

avec τ_1 le temps de résidence, dépendant des caractéristiques géométriques de la cavité (L la longueur et W la largeur de la cavité) et des caractéristiques de l'écoulement incident (U la vitesse débitante dans l'écoulement principale, ν la viscosité cinématique, g la gravité, $u_* = \sqrt{gU^2 n^2 R^{-1/3}}$ la vitesse de frottement, h_E la profondeur moyenne de l'interface et h_c la profondeur moyenne de la cavité). En plus de ces paramètres, Jackson *et al.* (2015) étudient plusieurs formes globales de cavité (notamment circulaire à la place de rectangulaire, figure I.17b). Ces études montrent que l'effet de la géométrie de la cavité est important dans la dynamique de cavité, et que les formes de cavités

rencontrées dans la nature sont extrêmement variées. Pour obtenir les résultats les plus généraux possible, une géométrie de cavité la plus simple possible est utilisée dans cette thèse, il s'agit d'une forme prismatique, sans marche à l'interface entre la cavité et l'écoulement.

2.1.7 Processus principaux liés à la couche de mélange en cavités latérales prismatiques à surface libre

Des études sur modèles physique et numérique ont été réalisées sur des cas simplifiés de cavités latérales pour caractériser les processus d'échange de masse, de topologies d'écoulement et de surface libre, ainsi que pour estimer la fréquence de lâcher tourbillonnaire (section 2.1.6).

a Le lâcher tourbillonnaire dans la couche de mélange

Kimura & Hosoda (1997) ont observé le lâcher tourbillonnaire à l'aide de poudre d'aluminium sur la surface libre pour des configurations de cavités simplifiées. Avec des mesures PIV, Mignot *et al.* (2016) ont de plus montré que des tourbillons se forment dans la couche de mélange, induisant un minimum local de la hauteur d'eau (Ali, 2012) et sont advectés jusqu'au coin aval (voir I.18). Ils observent deux types de tourbillons (ou structures cohérentes). Le premier, de large échelle, est advecté le long de la couche de mélange. Le deuxième type, rapporté par Kimura & Hosoda (1997) est un tourbillon de plus petite échelle, formé très près du coin amont. Plusieurs de ces tourbillons peuvent s'enrouler pour former le premier type de tourbillon.

Wolfinger *et al.* (2012) montrent que la fréquence de lâcher des structures cohérentes de la couche de mélange n'évolue pas le long de l'interface (voir figure I.19). Ils montrent également que d'une part, les fréquences sont beaucoup plus marquées à haut nombre de Froude $Fr = U/\sqrt{gh} = 0.72$ (figure I.19) qu'à bas nombre de Froude $Fr = 0.39$ (figure I.19), mais d'autre part que le contenu fréquentiel des couches de mélange est mono fréquentiel (voir figure I.19, le deuxième pic correspondant à une harmonique du premier).

Dans la couche de mélange entre l'écoulement principal et la cavité, des structures cohérentes sont formées et advectées d'amont en aval avec une fréquence pic unique.

b Les effets sur les vitesses transverses à l'interface

D'une manière générale, les vitesses moyennes transverses à l'interface entre la cavité et l'écoulement principal sont faibles (voire négligeables), l'écoulement étant principalement rectiligne. Cependant, Mizumura & Yamasaka (2002), et Akutina (2015), ont montré que le fluide de l'écoulement principal entre dans la cavité par le fond, près du coin aval

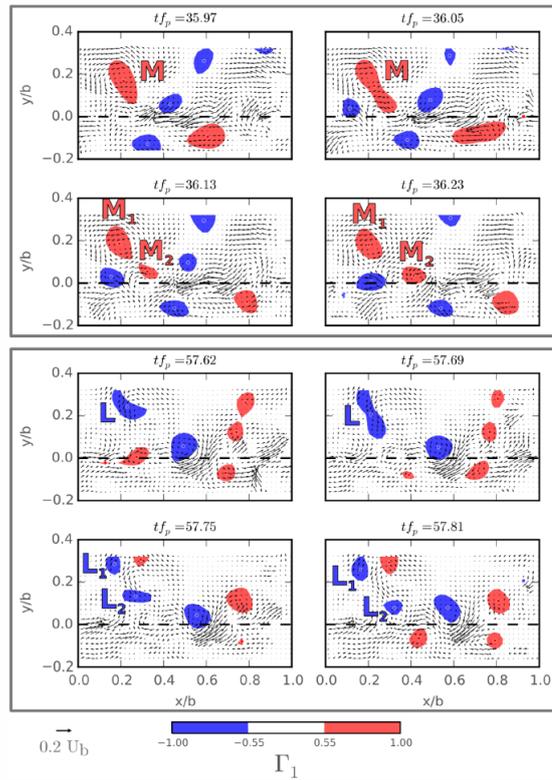


Figure I.18: Évolution temporelle du champ de vitesse fluctuant et de la position des vortex de la couche de mélange, obtenu à l'aide du critère γ_1 . Issus de Mignot *et al.* (2016)

de la cavité, et sort ensuite près de la surface libre, sur toute la longueur de l'interface (voir figure I.20).

Cette typologie d'écoulement à l'interface est expliquée par un équilibre entre les forces d'inertie et les forces de pression au niveau du fond de la cavité. En prenant deux lignes de courant au niveau de l'interface, à deux profondeurs différentes: 1 (près de la surface libre) et 2 (près du fond), on peut définir le gradient de pression dans la direction normale n à ces lignes de courant, et en faisant l'hypothèse que la pression statique ne varie pas dans la couche limite (voir figure I.21)

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_1 = \rho \frac{V_1^2}{R_1} = \left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_2 = \rho \frac{V_2^2}{R_2}. \quad (\text{I.6})$$

Près du fond, V_2 est plus faible que V_1 à cause des frottements. Pour conserver l'égalité, R_2 doit être plus petit. Ainsi les lignes de courant près du fond sont déviées vers l'intérieur de la cavité en passant de la trajectoire 2 à 2' ("tea leaves effect").

Cependant, les structures cohérentes turbulentes, également appelées tourbillons dans

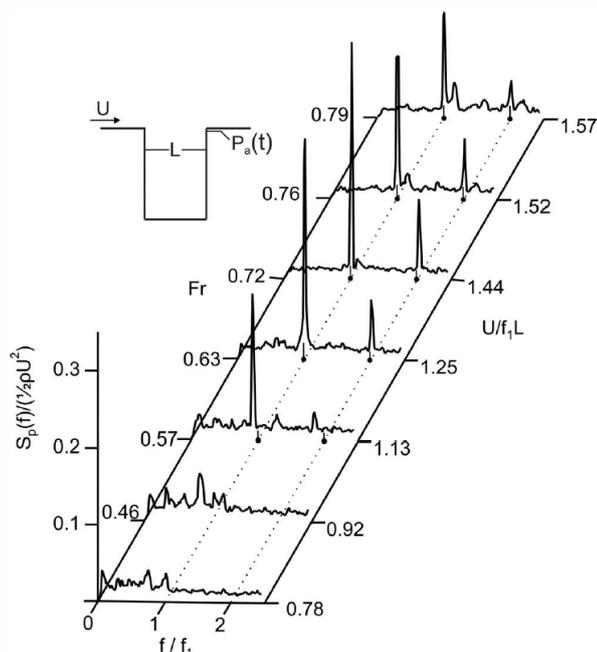


Figure I.19: Évolution de la fréquence d'oscillation de la vitesse transverse le long de la couche de mélange en fonction du nombre de Froude, issus de Wolfinger *et al.* (2012)

cette étude, induisent des vitesses transverses instantanées fluctuantes, périodiques, dirigées alternativement vers l'intérieur puis l'extérieur de la cavité. Une analyse du champ de vitesse au niveau de cette couche de mélange révèle que les vitesses transverses maximales se situent entre deux structures cohérentes consécutives (Mignot *et al.* (2016), figure I.22).

Les structures cohérentes de la couche de mélange induisent d'importantes vitesses transverses fluctuantes au niveau de l'interface.

c Effet des structures turbulentes sur les échanges de quantité de mouvement

La topologie de l'écoulement dans la cavité est également d'une importance fondamentale pour la compréhension des zones d'érosion et de sédimentation (ou d'envasement) privilégiées. Une sédimentation trop importante peut par exemple nécessiter de coûteuses opérations de dragage au niveau de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal, par l'intermédiaire des structures cohérentes de la couche de mélange, la quantité de mouvement élevée de l'écoulement principal est transférée vers la cavité. Ainsi, dans la cavité, une ou plusieurs cellules de recirculation se forment sous l'effet de ce forçage. Ces cellules peuvent être décrites comme des mouvements de rotation quasi solide du fluide dans la cavité, induits par le cisaillement de la couche de mélange, et dissipés par

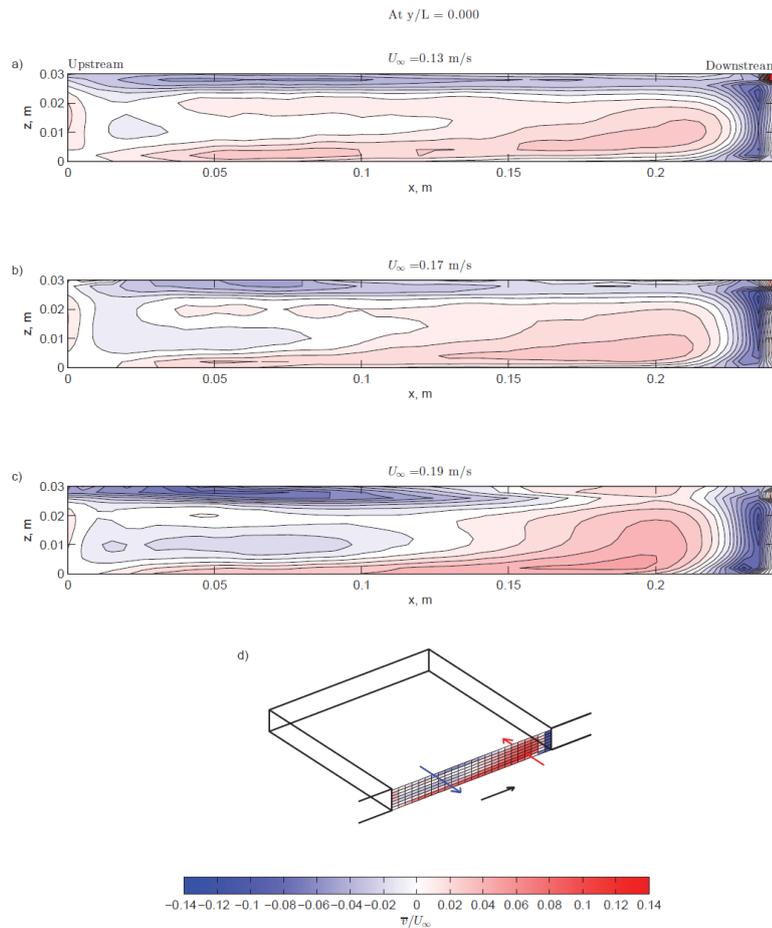


Figure I.20: Vitesses transverses à l'interface, issues de Akutina (2015)

les frottements aux parois et au fond de la cavité (Hill, 2014).

Cai (2015) a montré que le nombre, la taille et l'orientation des cellules de recirculation dans la cavité dépendent du rapport d'aspect de la cavité (Uijttewaal *et al.*, 2001; Hinterberger *et al.*, 2007). Pour des rapports d'aspects $W/L \ll 1$ (voir figure I.2), plusieurs cellules de recirculation apparaissent, alignées avec l'écoulement principal. Si $W/L \approx 1$, une seule cellule de recirculation occupe l'intégralité de la cavité. En augmentant encore le rapport d'aspect, une deuxième cellule de recirculation apparaît, perpendiculairement à l'écoulement principal, de sens de rotation opposé (voir figure I.23). Finalement, pour un rapport d'aspect $W/L \gg 1$, l'écoulement devient fortement tridimensionnel, et les cellules de recirculation secondaires sont difficile à identifier.

Près du fond, les forces de frottements ralentissent le fluide en rotation. Les forces de pression deviennent plus importantes que les forces centrifuges et l'écoulement converge vers le centre de la cellule. Le fluide remonte le long de l'axe de révolution et ressort de

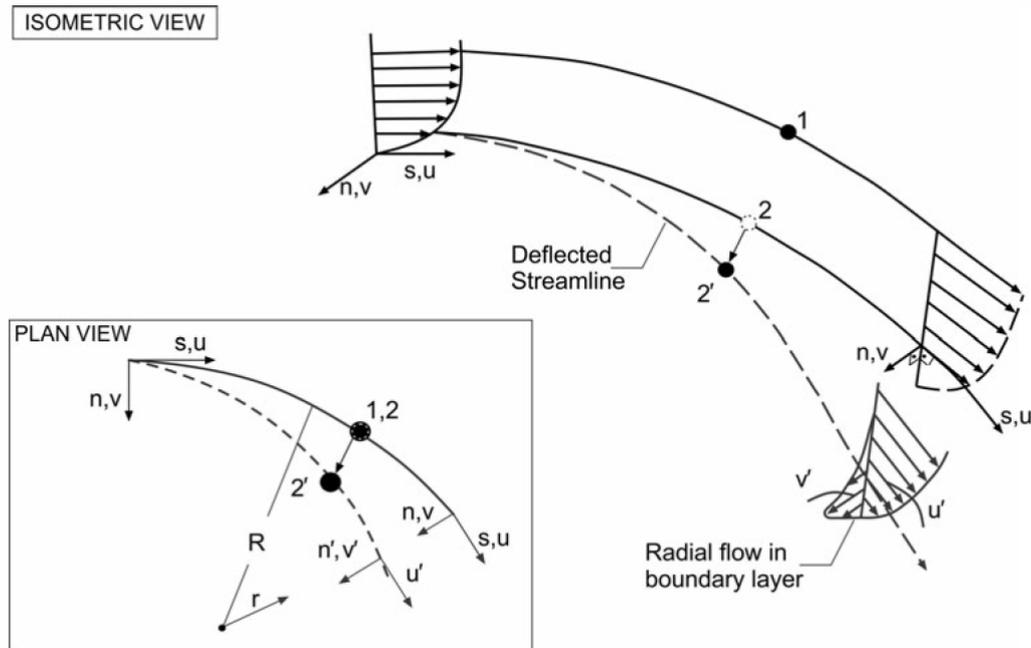


Figure I.21: Représentation schématique de la déflexion des lignes de courant à l'interface d'une cavité. Issue de Tuna *et al.* (2013)

l'axe près de la surface libre. Ce phénomène a été mis à jour par Jamieson & Gaskin (2007), qui ont souligné son analogie avec le classique “tea cup mechanism” que nous avons déjà mentionné comme le “tea-leaves effect”, selon les auteurs cités.

L'échange de quantité de mouvement à travers la couche de mélange, par les structures cohérentes, provoque la mise en mouvement du fluide dans la cavité.

d Effet des structures turbulentes sur les échanges de masse

Les échanges de masse entre la cavité et l'écoulement principal sont cruciaux pour la vie de l'éco-système dans la cavité, de par l'injection de nutriments, d'oxygène mais aussi de sédiments qui peuvent s'accumuler ou être en déficit dans certaines zones de la cavité (LeCoz *et al.*, 2010). Ces échanges ont également un intérêt important pour des applications industrielles où les polluants peuvent être piégés ou relâchés par ces cavités.

La variation de la masse d'un composant dans une zone morte en contact avec un écoulement peut s'écrire (Valentine & Wood, 1977),

$$\frac{dM}{dt} = S_{ex} V_{ex} (C_{MS} - C_c(t)), \quad (\text{I.7})$$

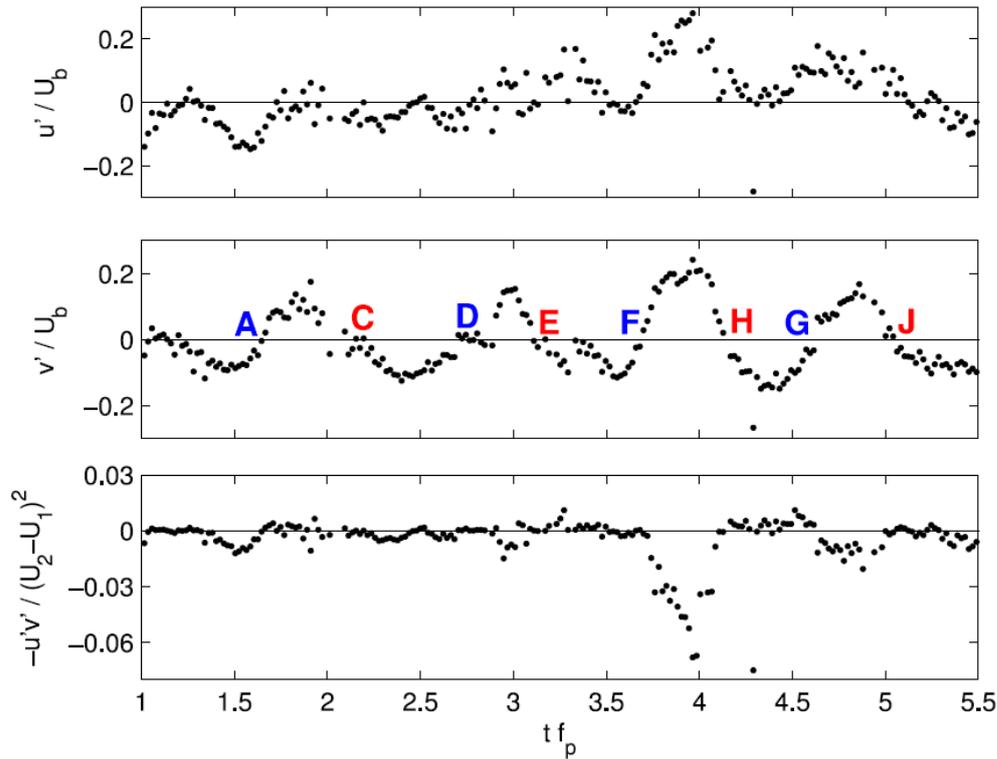


Figure I.22: Évolution temporelle des vitesses fluctuantes longitudinales u' et transverses v' normalisées, et des corrélations $u'v'$ au niveau de l'interface entre la cavité et l'écoulement, à 70% de la longueur de la cavité. Les lettres capitales désignent la position des centres de structures cohérentes. Le temps est normalisé par la fréquence d'oscillation de la vitesse transverse à la même position. Issue de Mignot *et al.* (2016)

avec M la masse du composant au sein de la cavité, S_{ex} la surface d'échange participant au mélange, V_{ex} la norme de la vitesse transverse le long de l'interface moyennée dans le temps, C_{MS} et C_c la concentration du composant dans l'écoulement principal et la zone morte respectivement. Dans la littérature, le coefficient d'échange k est utilisé pour quantifier l'échange de scalaire passif. Ce coefficient est défini comme le rapport entre la vitesse d'échange à l'interface et la vitesse de l'écoulement principal $k = V_{ex}/U_m$ (Valentine & Wood, 1977). Il est obtenu indirectement par la mesure de l'évolution temporelle de la concentration en un composé dans la cavité en fonction du temps grâce à l'équation I.7, ou encore en estimant V_{ex} en connaissant le champ de vitesse (par exemple par PIV, Weitbrecht *et al.* (2008)) à l'interface et définie comme

$$V_{ex}(t) = \frac{1}{2S_{ex}} \int_{S_{ex}} |v(x, z, t)| dS. \quad (I.8)$$

Ainsi la valeur du coefficient d'échange 1D dépend explicitement de la vitesse transverse instantanée le long de l'interface. Les structures cohérentes turbulentes jouent alors un

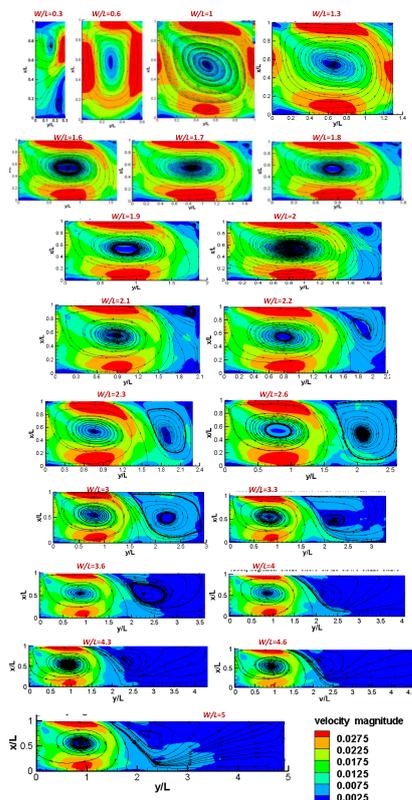


Figure I.23: Évolution de l'écoulement dans la cavité en fonction du rapport d'aspect. Issue de Cai (2015)

rôle crucial dans le calcul du coefficient d'échange. Booij (1989) a montré que ce coefficient d'échange n'était pas dépendant du rapport d'aspect de la cavité, peu dépendant de la vitesse moyenne de l'écoulement, mais (Altai & Chu, 1997) ont montré qu'il était dépendant de la hauteur d'eau moyenne.

Mignot *et al.* (2017) ont utilisé des colorants afin de pouvoir le vérifier. Plusieurs processus physiques gouvernent le mouvement du colorant au sein de la cavité. Le premier processus (noté *A* sur la figure I.24) correspond à l'échange dû aux structures cohérentes de la couche de mélange. Ensuite, la cellule de recirculation permet d'amener le fluide provenant du canal dans la cavité (notée *B* sur la figure I.24), les concentrations en colorant sont élevées, mais restent bien inférieures à celles dans la couche de mélange. Cela indique qu'une partie du fluide ne fait que traverser l'interface périodiquement, sans être emmené loin dans la cavité. Ensuite, si le rapport d'aspect de la cavité est important, une partie du colorant est captée par la deuxième cellule de recirculation (notée *D* sur la figure I.24). Cette fois encore, la concentration en colorant est plus faible que dans la première cellule. Finalement, la diffusion turbulente permet d'homogénéiser la concentration en colorant en direction du centre des cellules de recirculation (notée *C* sur la

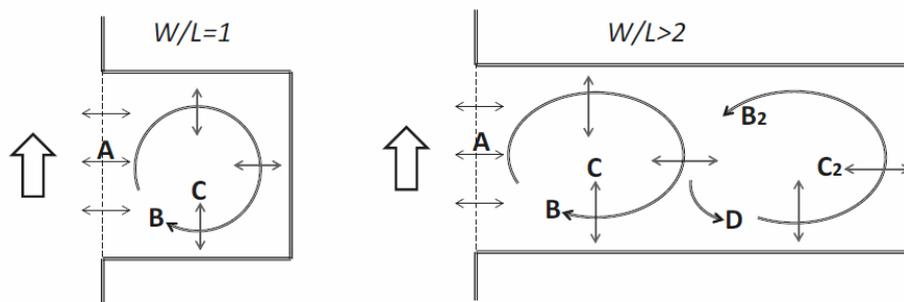


Figure I.24: Représentation des différents processus d'échange en fonction du rapport d'aspect des cavités. Issue de Mignot *et al.* (2016)

figure I.24).

Pour conclure, on estime que les structures cohérentes générées et advectées dans la couche de mélange pilotent l'ensemble des processus dominants:

- la mise en mouvement du fluide dans la cavité par la génération de vitesse transverse importante
- les échanges de masse entre la cavité et l'écoulement principal

La prédiction de leur fréquence de génération ainsi que leur amplitude est primordiale pour la maîtrise de ces zones mortes. Un des objectifs de cette thèse est alors de prédire cette fréquence.

2.2 Les ondes

2.2.1 Les ondes stationnaires

Des ondes de gravité ou de pression peuvent se propager dans la cavité sous certaines conditions (voir III). Ces ondes peuvent entrer en résonance pour des fréquences particulières. Ces fréquences particulières, associées à un nombre d'onde par la relation $c = \lambda f$, sont alors appelées modes propres. Physiquement, la résonance correspond au cas où deux ondes propagatives, de directions opposées et de même fréquence, se croisent de façon à additionner leur amplitude. La variation de la grandeur considérée (hauteur d'eau pour les cavités à surface libre ou pression pour les cavités monophasiques) en un point est donc périodique, et la forme d'oscillation est fixe dans l'espace (voir figure I.25). Il s'agit alors d'interférence constructive.

Pour des géométries simples, il est possible de calculer analytiquement la fréquence de ces modes propres. Pour des plans d'eau au repos, en considérant des ondes de gravité se propageant dans un plan, il est possible d'écrire (Lamb, 1945; Rabinovitch, 2009))

$$f_{n_x n_y} = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{n_x}{l_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{I.9})$$

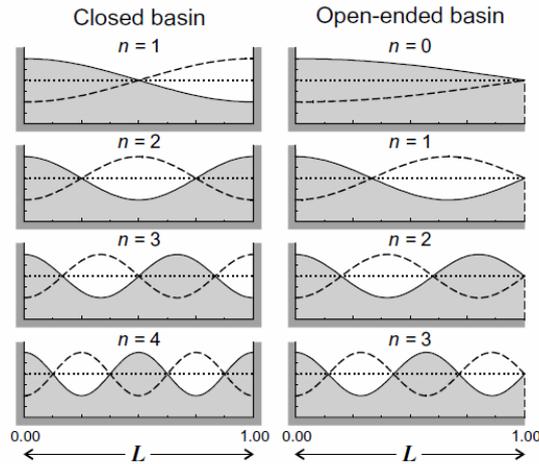


Figure I.25: Exemple de modes propres monodimensionnels pour un plan d'eau au repos. Issue de Rabinovitch (2009)

où n_x et n_y sont le nombre de noeuds dans les deux direction x, y du plan, c est la célérité de l'onde et l_x, l_y les dimensions du plan d'eau dans les directions x, y (voir figure I.26).

Dans le cas de géométries complexes, des calculs numériques sont nécessaires pour connaître les modes propres de la cavité (Hamblin, 1982). Dans cette thèse, seules des géométries simples sont étudiées, de sortes que les modes propres puissent être calculés grâce à l'équation I.9.

2.2.2 Phénomène de seiche dans les cavités à surface libre

Tuna *et al.* (2013) observent des oscillations de surface libre auto-entretenues dans les cavités latérales à surface libre. Ils montrent que l'amplitude de ces oscillations augmente avec le nombre de Froude, défini comme le rapport de la vitesse débitante sur la vitesse des ondes de gravité $F = U/\sqrt{gh}$ de l'écoulement dans le canal principal (voir figure I.27). L'amplitude des oscillations augmente brutalement lorsque le nombre de Froude dépasse 0.6, dans un régime appelée "seiching". Dans la même équipe, Wolfinger *et al.* (2012) mesurent la fréquence d'oscillation de la surface libre au coin aval de la cavité (voir figure I.28), correspondant à la fréquence d'impact des tourbillons de la couche de mélange sur le coin. Ils montrent l'existence de deux régimes en fonction de la valeur du nombre de Froude. Pour des nombres de Froude inférieurs à 0.6, la fréquence augmente linéairement avec le nombre de Froude. Pour des nombre de Froude supérieurs à 0.6, la fréquence est bloquée sur une fréquence naturelle de la cavité (ici une oscillation longitudinale dans la cavité avec un noeud au centre).

De plus, (Tuna *et al.*, 2013) montrent que les caractéristiques de la couche de mélange,

Rectangular basin ($l = 0.5L$)			
Mode numbers		Mode forms	Relative period
m	n	L	T_{mn}/T_{10}
1	0		1.000
2	0		0.500
0	1		0.500
1	1		0.447
2	1		0.354
0	2		0.250
1	2		0.243

Figure I.26: Exemple de modes propres bidimensionnels pour un plan d'eau au repos. Issue de Rabinovitch (2009)

comme la génération d'énergie cinétique turbulente, l'écart type (RMS) des vitesses transverses et les contraintes de Reynolds sont augmentés lorsqu'il y a des oscillations de la surface libre de grande amplitude. Ils montrent également, expérimentalement, que les oscillations de surface libre dans les cavités latérales augmentent considérablement (40%) le coefficient d'échange calculé à partir des vitesses transverses.

Plus de détails sur les oscillations de surface libre à haut nombre de Froude sont donnés dans la section IV.

Ainsi, en cavité à surface libre simplifiée, deux régimes sont mis à jour, le premier, pour des nombres de Froude faibles, associés à une évolution "libre" de la fréquence de la couche de mélange, et des oscillations de surface libre de faible amplitude. Le deuxième correspond à une fréquence de couche de mélange bloquée, et des oscillations de surface libre de grande amplitude, les seiches.

Tuna & Rockwell (2015) montrent de plus que les oscillations de surface libre peuvent être atténuées par l'ajout d'un obstacle au coin amont de la cavité, en utilisant un cylindre vertical, dont la hauteur est d'un ordre de grandeur inférieur à la hauteur d'eau. L'atténuation de ces oscillations de la surface libre est expliquée par une altération des mécanismes de formation des tourbillons de la couche de mélange. La présence du cylindre augmente l'épaisseur de la couche de mélange, ce qui la rend plus stable. Cela provoque une diminution des fluctuations de vitesse transverses (i.e. l'énergie des tour-

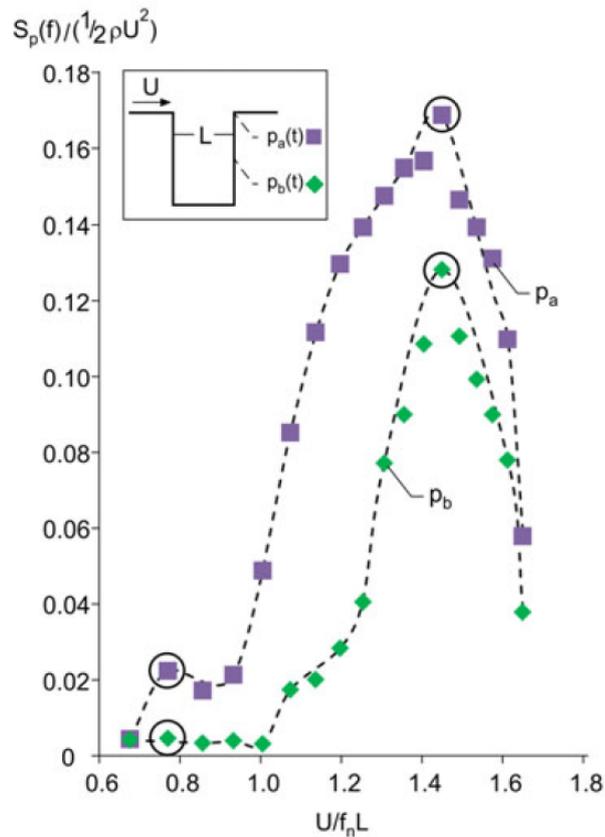


Figure I.27: Évolution des amplitudes d'oscillation de la surface libre en fonction de la vitesse de l'écoulement principale, issus de Tuna *et al.* (2013)

billons formés). L'incorporation du cylindre diminue également le coefficient d'échange de masse (50%), la vorticité et les contraintes de Reynolds (35 – 70%) dans la couche de mélange. Ces résultats renforcent l'idée que le lâcher tourbillonnaire est un phénomène clé pour la génération d'oscillation de surface libre par l'échange d'énergie cinétique en énergie potentielle lorsqu'un tourbillon impacte le coin aval de la cavité.

Par ailleurs, ces problématiques et les résultats liés aux cavités latérales en hydraulique présentent de fortes similitudes avec celles rencontrées dans les cavités dites "acoustiques", c'est à dire les cavités latérales, adjacentes à un écoulement d'air. Or il s'avère que les connaissances acquises dans ce domaine sont plus avancées que pour celles en cavités à surface libre, notamment en ce qui concerne le lâcher tourbillonnaire. La section suivante a pour objectif de présenter l'état des connaissances concernant les ondes dans les cavités monophasiques.

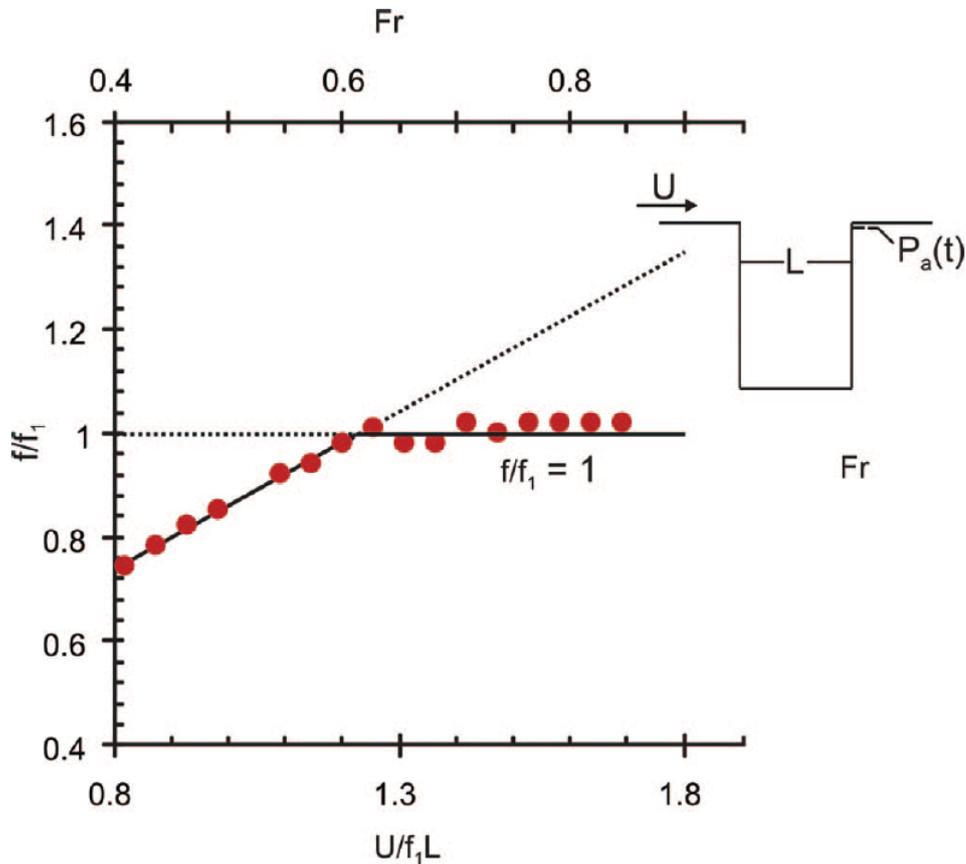


Figure I.28: Évolution des fréquences d'oscillation de la surface libre, normalisées par une fréquence naturelle de la cavité, en fonction du nombre de Froude, issue de Wolfinger *et al.* (2012)

2.2.3 La génération de bruit dans les cavités monophasiques

Les recherches sur les cavités latérales pour les applications acoustiques ont débuté dans les années 1960, principalement pour des applications militaires (Nyborg, 1954; Plumbee *et al.*, 1962; East, 1966), même s'il conviendrait de considérer les connaissances plus anciennes relatives par exemple aux instruments à vents (Vergez, 2010). Ces recherches concernent principalement les cavités latérales formées par les baies de lancement de bombes, dans lesquelles des vibrations induites par l'écoulement d'air peuvent provoquer une vibration importante de la structure et une augmentation significative ($\approx 30\%$) de la traînée. Les recherches sur le bruit émis par ces cavités s'intensifient dans les années 1970, lorsque les normes acoustiques de bruits émis, notamment au décollage et à l'atterrissage, obligent les constructeurs à s'intéresser aux sources de bruits hors moteurs. Parmi ces sources, les cavités réceptacles des trains d'atterrissage génèrent une partie importante

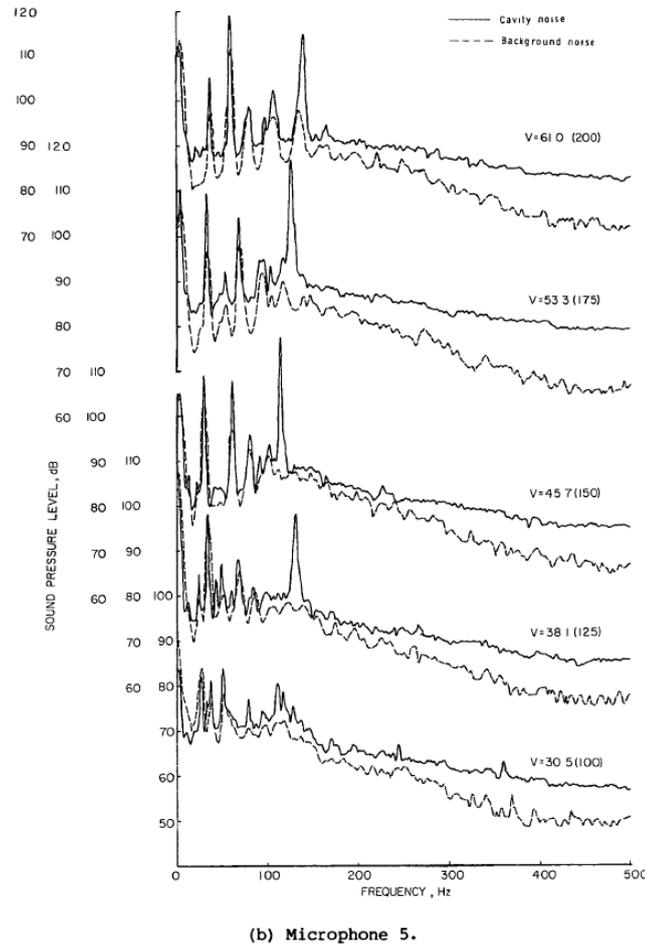


Figure I.29: Fréquence des sons mesurés par Scheiman (1978)

des bruits émis au décollage et à l'atterrissage. Scheiman (1978) mesure à l'aide de microphones les vibrations acoustiques, i.e. les oscillations du champ de pression, émis par une cavité en soufflerie (voir figure I.15). Il montre notamment que le bruit rayonné en champ lointain est dans ce cas multimodal, ce qui diffère des cas de cavités à surface libre (voir figure I.29).

De la même manière que pour les cavités à surface libre, les oscillations du champ de pression sont reliées aux structures cohérentes impactant le coin aval de la cavité, et deux régimes d'oscillation du champ de pression peuvent être identifiés en fonction du rapport de la vitesse des ondes de pressions c_p sur la vitesse de l'écoulement principal U , le nombre de Mach $Ma = U/c_p$. Cependant, à l'inverse des cavités hydrauliques, les fréquences d'oscillation du champ de pression dans les cavités acoustiques sont gouvernées par les fréquences naturelles de la cavité pour des faibles nombres de Mach, soit $Ma < 0.2$ (Tam

& Block, 1978). Pour des nombres de Mach supérieurs, soit $Ma > 0.2$ les fréquences d'oscillation évoluent en fonction du nombre de Mach grâce à un processus de rétroaction, décrit plus précisément dans le chapitre 1.2.

Les structures cohérentes présentes au sein de la couche de mélange entre une cavité acoustique et l'écoulement principal sont primordiales pour la compréhension du bruit rayonné pour une grande gamme de nombres de Mach.

3 Analyse dimensionnelle

Jackson *et al.* (2013) ont réalisé une analyse dimensionnelle pour déterminer les paramètres influents pour le temps de résidence d'une particule dans une cavité latérale de géométrie et topologie de fond quelconque. Cette analyse a identifié 6 paramètres influents, dont 3 portent sur la géométrie de la cavité.

L'analyse dimensionnelle appliquée à une cavité latérale simplifiée (lisse, horizontale, section rectangulaire, murs verticaux) permet de lister les 10 paramètres dimensionnels susceptibles d'influer sur les paramètres de la cavité:

- b la largeur du canal (m)
- U la vitesse de l'écoulement, moyenne sur la section ($m.s^{-1}$)
- h la hauteur d'eau, en entrée de cavité (m)
- ρ la masse volumique de l'eau ($kg.m^3$)
- μ la viscosité de l'eau ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
- σ_t la tension superficielle de l'eau ($kg.s^{-2}$)
- W la largeur de la cavité (m)
- L la longueur de la cavité (m)
- g l'accélération de pesanteur ($m.s^{-2}$)
- ϵ la rugosité de fond (m)

L'analyse dimensionnelle doit donc se baser autour de trois unités de grandeurs physiques fondamentales, l'unité de masse $[M]$, l'unité de distance $[l]$ et l'unité de temps $[T]$, définies telles que

$$[l] \rightarrow L \quad [M] \rightarrow \rho L^3 \quad [T] \rightarrow \frac{L}{U}$$

En reprenant chacun des paramètres du problème et en les normalisant à l'aide des 3 grandeurs de masse, distance et temps, les $10 - 3 = 7$ paramètres adimensionnels suivants apparaissent

- $b \rightarrow \frac{b}{L} = \pi_1$

- $h \rightarrow \frac{h}{L} = \pi_2$
- $\mu \rightarrow \frac{\mu}{\rho UL} = \pi_3$
- $\sigma_t \rightarrow \frac{\sigma_t}{\rho U^2 L} = \pi_4$
- $W \rightarrow \frac{W}{L} = \pi_5$
- $g \rightarrow \frac{Lg}{U^2} = \pi_6$
- $\epsilon \rightarrow \frac{\epsilon}{L} = \pi_7$

Pour cause de contraintes expérimentales, \mathbf{b} ainsi que \mathbf{L} ne peuvent pas être modifiés, le paramètre $\pi_1 = \mathbf{b}/\mathbf{L} = \mathbf{1}$, bien qu'important, ne sera pas varié dans cette étude.

La normalisation de μ génère le nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante de l'écoulement principal et la longueur de la cavité:

$$\pi'_3 = \frac{1}{\pi_3} = Re = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (\text{I.10})$$

De la même façon pour σ , il est possible de construire le nombre de Weber. Cependant, l'échelle de longueur utilisée dans la définition du nombre de Weber dans notre cas n'est pas représentative. Une échelle de longueur plus pertinente pour capturer l'effet de la tension superficielle sur le problème peut être la longueur d'onde des oscillations. Une échelle pertinente est donc la longueur d'ondes des d'oscillations dans la cavité. Ainsi π_4 peut être réécrit:

$$\pi'_4 = \frac{\pi_6}{\pi_4} = \frac{L^2}{L_c^2} = We \quad (\text{I.11})$$

avec $L_c = \sigma_t/\rho g$ la longueur capillaire caractéristique. Sachant que la longueur capillaire L_c caractéristique d'une interface eau/air est de l'ordre du millimètre, et les longueurs caractéristiques des ondes de gravités dans la cavité sont de l'ordre de \mathbf{L} , soit $\mathbf{30cm}$. Ainsi, $We \approx \mathbf{90} \times \mathbf{10^3}$, et les effets capillaires n'ont pas d'effet dans la fréquence d'oscillation dans la cavité.

Le paramètre π_5 , le rapport d'aspect de la cavité, pourra être varié graduellement de $\mathbf{0}$ à $\mathbf{6.66}$ à l'aide d'une plaque en polyuréthane amovible.

Pour π_6 , le nombre de Froude, apparait simplement avec une simple manipulation

$$\pi'_6 = \sqrt{\frac{1}{\pi_6 \pi_2}} = \sqrt{\frac{1}{\frac{Lg}{U^2} \frac{h}{L}}} = \frac{U}{\sqrt{gh}}. \quad (\text{I.12})$$

Physiquement, $\frac{\epsilon}{L}$ est un indicateur de l'effet des frottements du fond sur la couche de mélange. Un paramètre couramment utilisé pour mesurer l'effet de stabilisation du fond

sur la couche de mélange, introduit notamment par (Chu & Babarutsi, 1988), est le paramètre

$$S = \frac{c_f \delta \bar{U}}{2h \Delta U}, \quad (\text{I.13})$$

avec c_f le coefficient de frottement au fond, δ l'épaisseur de la couche de mélange, \bar{U} la vitesse moyenne à travers la couche de mélange, et ΔU la différence de vitesse de part et d'autre de la couche de mélange. Il est possible d'estimer ce nombre à l'aide de paramètres connus. En première approximation, il est possible d'estimer que la vitesse dans la cavité est presque nulle, soit $\bar{U} \approx \Delta U$. De plus, l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange peut être écrite comme (Mignot *et al.*, 2016)

$$\frac{d\delta}{dx} = \alpha \frac{\Delta U}{\bar{U}} \approx \alpha. \quad (\text{I.14})$$

Il est alors possible d'estimer $\delta(x) = \delta_0 + \alpha x$. Enfin, le critère peut s'écrire

$$S = \frac{c_f \alpha L}{2h} \quad (\text{I.15})$$

L'ordre de grandeur de ce critère dans les cas étudié dans cette thèse, en estimant $c_f \approx 5 * 10^{-3}$ et $\alpha = 0.11$ (Pope, 2008; Mignot *et al.*, 2016), est de $S \approx 10^{-3}$. S est donc très petit devant la valeur seuil proposée par Chu & Babarutsi (1988) $S_c = 0.1$, de sorte que le canal est considéré lisse et l'effet de la rugosité n'est donc pas considéré dans ce problème.

Finalement, les paramètres influents qui restent de cette analyse sont la hauteur d'eau h/L , le nombre de Froude Fr et le rapport d'aspect géométrique W/L , soit, pour toutes caractéristiques de la cavité $\phi = f(Re, h/L, Fr, W/L)$.

4 Bilan de la revue

En écoulement monophasique, il semble que les compréhensions des processus liés au lâcher tourbillonnaire soient plus avancés que dans le domaine des écoulements à surface libre. Au niveau de la prédiction de la/des fréquences du lâcher tourbillonnaire, un modèle de rétroaction a été élaboré depuis longtemps, (section 1.2) et l'équivalent ne semble pas exister en écoulement à surface libre. De plus, les mécanismes à l'origine de la formation des structures cohérentes au niveau du coin amont de la cavité ont été beaucoup étudiés en acoustique (voir section 2.1.5). Finalement, le champ de pression émis par une cavité monophasique a été beaucoup plus décrit que les oscillations de surface libre dans le domaine hydraulique.

Deux résultats forts se dégagent de cette bibliographie générale des cavités latérales.

1. Le premier constat est que les phénomènes importants qui se produisent dans les cavités latérales, qu'elles soient acoustiques ou hydrauliques, tels que la mise en mouvement du fluide dans la cavité avec l'apparition des cellules de recirculations,

les échanges de masse à l'interface et les ondes (de gravité ou de pression) rayonnées sont pilotés, ou du moins très largement influencés, par les structures cohérentes advectées le long de la couche de mélange. Mieux appréhender ce lâcher tourbillonnaire et notamment sa fréquence principale est donc primordial pour une gestion efficace des cavités latérales dans le milieu hydrographique.

2. Le deuxième constat est que le comportement de cette couche de mélange, et donc des phénomènes associés, semble différer en fonction de deux régimes distincts, dont la frontière est régie par un nombre de Froude pour les cavités à surface libre et par le nombre de Mach pour les cavités en air. Ce seuil semble être d'environ **0.6** pour les cavités à surface libre, et **0.2** pour les cavités en air. Ces régimes sont associés à un comportement différent de la couche de mélange et notamment de la fréquence de lâcher tourbillonnaire, mais également associés à un changement radical de l'amplitude d'oscillation de la surface libre pour les cavités à surface libre (ou des champ de pression rayonnés dans le cas des cavités monophasiques).

Le bilan de cette revue bibliographique pose un certain nombre de questions auxquelles cette étude essaie d'apporter des réponses. Pour une cavité latérale à surface libre isolée de forme prismatique, les questions dépendent du régime d'écoulement: à bas ou à haut nombre de Froude (supérieur ou inférieur à **0.6**).

Pour les bas nombres de Froude, les questions suivantes se posent:

1. Est-ce que le comportement de la couche de mélange à bas nombre de Froude est identique à celui d'une couche de mélange "libre", notamment est-ce que la fréquence du lâcher tourbillonnaire peut être prédite par une théorie classique d'instabilité à écoulements parallèles?
2. Si non, quels sont les paramètres qui pilotent la fréquence du lâcher tourbillonnaire de cette couche de mélange?
3. Peut-on trouver un modèle simple analytique permettant une prédiction de cette fréquence?
4. Comment la surface libre répond-elle au lâcher tourbillonnaire?

Concernant les hauts nombres de Froude, les questions suivantes se posent:

1. Quels sont les paramètres qui pilotent la fréquence des oscillations de la surface libre?
2. Comment se comporte la surface libre dans le régime de "seiching" (fréquence et nombre d'onde)?
3. Quel est l'effet des oscillations de surface libre sur les structures cohérentes?

Finalement, la revue bibliographique pose également une dernière question: est-ce que le nombre de Froude de transition entre les deux régimes $Fr = 0.6$ est une constante quelle que soit la géométrie de la cavité?

5 Approche choisie et plan du manuscrit

Pour répondre aux questions posées par la bibliographie, nous avons choisi une approche expérimentale en réalisant des mesures sur un modèle physique idéalisé, en cherchant à avoir accès **(1)** aux fréquences des structures cohérentes, **(2)** aux propriétés de la couche de mélange et **(3)** à la déformée de surface libre. Pour accéder aux propriétés des structures cohérentes, des mesures de PIV plane 2D-2C seront réalisées. Les fréquences d'impacts des structures seront mesurées à l'aide de capteurs ultrasons positionnés au coin aval de la cavité. Finalement, une technique de projection de frange permettra d'obtenir la déformation de surface libre 2D instantanée dans la cavité.

Une première partie (chapitre II) présente les méthodes expérimentales utilisées dans cette thèse en détail. Ensuite deux chapitres traitent des deux régimes de cavités décrit dans la bibliographie. Dans la littérature, les terminologies de "lock-on" et "seiching" sont utilisées pour décrire le régime d'écoulement à haut nombre de Froude, sans qu'une définition très claire ne soit toujours apportée. Une fois les résultats de cette thèse analysés, nous proposerons de discuter de la pertinence de ces termes et de la typologie du comportement des cavités. En conséquence, les chapitres de résultats seront nommés de façon prudente: Configuration à bas/haut nombre de Froude.

Ainsi, le troisième chapitre (chapitre III) de la thèse se focalise sur le régime à bas nombre de Froude, et s'intéresse notamment à la prédiction de la fréquence d'oscillation de la cavité, c'est à dire la fréquence du lâcher tourbillonnaire dans la couche de mélange et de l'oscillation de la surface libre. De même, le quatrième chapitre (chapitre IV) s'intéresse principalement à la fréquence d'oscillation de la cavité au régime à haut nombre de Froude.

Chapitre II

Installation et méthodes expérimentales

Afin de répondre aux questions scientifiques énoncées dans l'introduction (I), de nombreuses mesures expérimentales sont nécessaires. Ainsi cette partie décrit les méthodes expérimentales utilisées pour mesurer les oscillations de hauteur d'eau, locale et spatialement distribuées, et avoir accès au champ de vitesse dans la couche de mélange.

1 Dispositif expérimental

Les mesures sont réalisées au laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA-UMR5509) à l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA), dans un canal à surface libre, composé de **4** branches rectilignes disposées en intersection (Figure II.1).

Ce canal, décrit par Rivière *et al.* (2011), puis modifié par Mignot *et al.* (2016) en bouchant une branche au niveau de l'intersection et en fermant la branche opposée à une distance désirée de l'intersection, permet de modéliser une cavité latérale. La partie centrale du canal, faisant la liaison entre les différentes branches, a également été modifiée en début de thèse afin d'obtenir un accès optique optimum par le dessous des canaux, au niveau de la connexion entre la cavité et l'écoulement principal. Ainsi, la longueur des canaux est légèrement augmentée par rapport à ceux de Rivière *et al.* (2011).

Le canal principal, constitué entièrement de parois en verres, mesure **4.80m** de long, et **$b = 0.3m$** de large. Il est connecté à mi-longueur à la cavité latérale, également constituée entièrement de parois en verre lisse, de **$L = 0.3m$** de long (dans la direction de l'écoulement principal), mais réglable continûment dans la direction transverse. Le canal principal ainsi que la cavité sont horizontaux, de section rectangulaire, sans marche à l'intersection entre les branches.

Dans la branche amont du canal, l'eau déborde d'un bac à débordement à travers un convergent, où sont placés des nids d'abeilles afin de stabiliser l'écoulement. Ce réglage



Figure II.1: Photographie du canal utilisé au LMFA

d'injection sera discuté plus en détail dans la section 5 de ce chapitre. L'eau s'écoule alors jusqu'à l'aval du canal, où un déversoir à crête mince ajustable, également appelé seuil, permet de fixer la hauteur d'eau moyenne h dans le canal. L'eau recircule ensuite vers le bac amont depuis le bac de récupération aval. Afin de s'assurer que dans la branche amont, s'approchant de la cavité latérale, il n'y a pas de fréquences dominantes dans le spectre de fréquences pouvant influencer le processus de sélection de fréquence dans la cavité, les conditions limites à l'amont de la branche amont ont été minutieusement ajustées. Un nid d'abeille est positionné dans le bac à débordement amont, suivie d'un convergent. Enfin, deux rangées de grillages sont disposées en aval du convergent afin de briser les éventuelles structures cohérentes formées dans le bac amont, ainsi que pour homogénéiser la turbulence.

La géométrie du canal, ainsi que la longueur de la cavité (figure II.2) sont fixes, soit $b = L = 0.3m$. Cependant, la largeur de la cavité W peut être ajustée par un simple déplacement manuel de la paroi amovible, pour modifier le rapport d'aspect W/L de la cavité. Pour cela, une plaque en polyuréthane, étanche, sur laquelle une plaque de verre a été collée, est positionnée le long de la branche perpendiculaire aux deux autres, formant ainsi la cavité. La distance de cette plaque à l'intersection définit la largeur W et peut être modifiée facilement. Les rapports d'aspect obtenus varient donc dans ces travaux de $W/L = 0.33$ à 6.66 .

L'écoulement est généré par une pompe située dans le réservoir aval, le débit est mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique Promag 50, de Endress Hauser, avec une

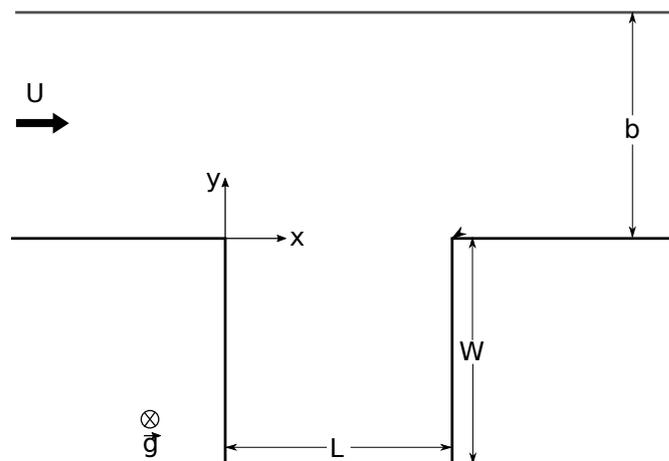


Figure II.2: Schéma de la cavité latérale

incertitude de $\pm 0.05L.s^{-1}$ (figure II.3). La pompe permet des débits stables allant d'environ $1.5L.s^{-1}$ à environ $10L.s^{-1}$.



Figure II.3: Débitmètre Promag 50 de Endress Hauser

Puisque le canal est horizontal et lisse, les frottements induisent une légère réduction de la hauteur d'eau d'amont en aval. La hauteur d'eau est mesurée à l'aide d'un trusquin à affichage numérique, Absolute Dynamic, Mitutoyo situé (figure II.4) en amont de la cavité avec une incertitude d'affichage de $0.01mm$ et une incertitude de mesure de $0.1mm$, afin de déterminer le nombre de Froude directement incident à la cavité latérale. La limitation en débit de la pompe, alliée au fait que le canal est long et horizontal limitent le nombre de Froude maximal de l'écoulement à environ 0.65 au maximum.

Pour les hauts nombres de Froude, de légères oscillations de la surface libre remontent le long du canal principal en amont de la cavité. La mesure de la hauteur d'eau moyenne est donc plus difficile, l'erreur estimée des mesures successives d'un même écoulement, est de l'ordre de $0.3mm$.

Ainsi, la plage de variation des grandeurs hydrodynamiques et géométriques utilisées dans cette thèse est résumée dans le tableau suivant



Figure II.4: Trusquin à affichage numérique Mitutoyo, Absolute Dynamic

$L(m)$	$W(m)$	W/L	h/L	$Fr = U/\sqrt{gh}$	$Re = UD_h/\nu$
0.3	0.1 – 2	0.33 – 6.66	0.16 – 0.1933	0.37 – 0.65	$44 – 83 \times 10^5$

Avec D_h le diamètre hydraulique du canal, et ν la viscosité cinématique de l'eau.

Les sections suivantes décrivent les méthodes de mesures mises en place pour mesurer, respectivement, les oscillations de la surface libre (section 2) et le champ de vitesse horizontal au niveau de l'interface entre la cavité et le canal (section 3).

2 Mesures des oscillations de la surface libre

La mesure des oscillations de la surface libre permet de caractériser les ondes de gravité qui se propagent à la surface du plan d'eau et notamment leur direction de propagation, leur fréquence, leur longueur d'onde et leur amplitude. D'une part, des mesures ponctuelles, temporelles, permettent d'obtenir les fréquences d'oscillations localement. D'autre part, des mesures spatiales du plan d'eau permettent d'accéder aux modes d'oscillation de la cavité. Les deux techniques de mesure, ponctuelle et spatiale, sont présentées ci-dessous.

2.1 Ultrason - mesures ponctuelles

Les mesures ponctuelles de variations de hauteurs d'eau sont réalisées au coin aval de la cavité à l'aide d'un capteur ultrason UNDK 20I6912 S35A de Baumer Electric AG. les signaux sont échantillonnés avec une fréquence de **30Hz**, sur une carte d'acquisition NI USB-6002 de National Instrument, pilotée avec le logiciel LabView® avec une résolution inférieure à **0.3mm**

Ces oscillations de surface libre, pour des nombres de Froude bas, sont de très faibles amplitudes. Pour que la sensibilité du capteur soit suffisante pour mesurer ces oscilla-

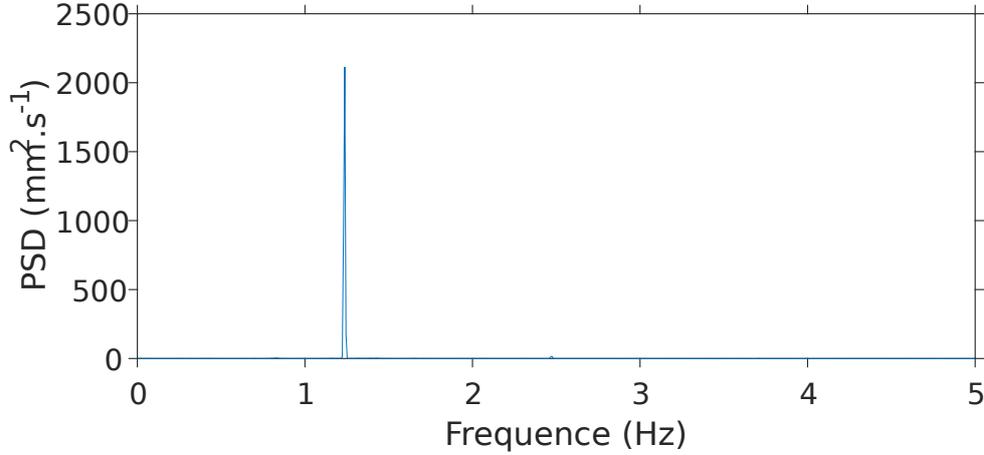


Figure II.5: Densité spectrale de puissance obtenue à l'aide de mesure d'élévation de la surface libre au coin aval à l'aide d'un capteur ultrason. Un seul pic à $f = 1.24\text{Hz}$ est observé, pour un nombre de Froude $Fr = 0.55$.

tions, un étalonnage autour de la hauteur d'eau moyenne est réalisé. Ainsi, ces mesures fournissent les oscillations de hauteur d'eau autour de la position moyenne $\eta(t)$ au cours du temps, localement. Pour la détermination de la fréquence d'oscillation, les densités de puissance spectrale sont calculées à partir de signaux de hauteurs d'eau d'une durée de **10min** (voir section 6 pour les détails sur les mesures). Cette densité spectrale est calculée en utilisant la méthode des estimateurs de Welch, avec un fenêtrage utilisant des fenêtres de Hanning (Welch, 1967). Afin de réduire le bruit de mesure, le signal est découpé en **8** fenêtres, avec un recouvrement de **50%**. Ainsi, la fréquence d'oscillation est estimée à $\pm\delta f$, $\delta f = \frac{f_e}{N_f - 1}$ étant la résolution de fréquence du calcul, avec f_e la fréquence d'échantillonnage, et N_f la taille de la fenêtre en nombre d'échantillons. Dans notre cas, $\delta f = 0.0073\text{Hz}$. Les pics dans les spectres d'oscillation de hauteur d'eau sont étroits, de sorte que la largeur de bande est de $3 \times \delta f = 0.022\text{Hz}$ (voir figure II.5).

2.2 Profilométrie par transformée de Fourier - mesures globales

Les mesures spatiales de l'état d'élévation du plan d'eau au cours du temps sont réalisées grâce à une méthode de profilométrie similaire à celle réalisée par Covelli *et al.* (2009). Ces méthodes ont été mises en place dans le canal au LMFA-INSA en bénéficiant de l'aide de Quentin Aubourg et Nicolas Mordant du Laboratoire des Ecoulements Geophysiques et Industriels, LEGI.

a Principe de mesure

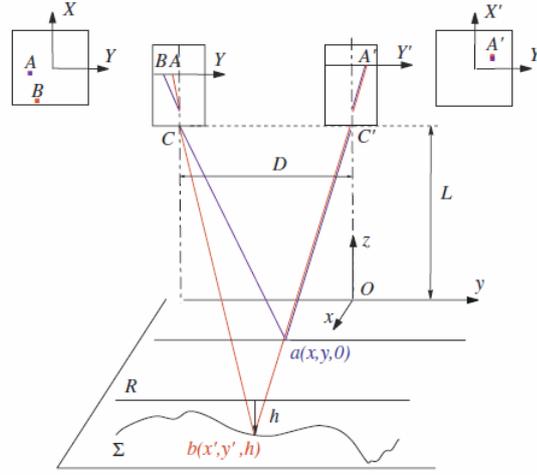


Figure II.6: Principe de mesure de topologie de surface libre par profilométrie par transformée de Fourier pour le cas particulier d'axe optique aligné et parallèle. Issue de Covelli *et al.* (2009)

La technique de mesure est appelée profilométrie par transformée de Fourier, dont l'idée initiale a été proposée par Takeda *et al.* (1982); Takeda & Muto (1983). La technique consiste à projeter un motif constitué de franges sinusoidales à l'aide d'un vidéo-projecteur sur une surface opaque (qui va rétro-diffuser la lumière). Lorsque la surface se déforme, le motif se déforme également. Si cette déformation est filmée au cours du temps, il est alors possible de mesurer un déphasage $\delta\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ entre le motif déformé, dont la phase est noté $\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})$, et le motif non déformé, dont la phase de référence est notée $\phi_0(\mathbf{x}, \mathbf{y})$. Enfin, à l'aide d'une relation d'optique géométrique, la différence d'élévation d'un point sur la surface déformée par rapport au même point sur la surface non déformée peut être calculée.

Pour le cas particulier d'un système de mesure avec des axes optiques, de projection (vidéo-projecteur) et d'acquisition (par caméra), alignés et parallèles (figure II.6), la relation entre la variation de hauteur d'eau $\eta(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ et le déphasage $\Delta\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - \phi_0(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ peut s'écrire

$$\eta(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{L^* \phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\Delta\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - k_0^* D}, \quad (\text{II.1})$$

avec L^* la distance suivant la verticale entre la caméra et la surface au repos, k_0^* le nombre d'onde du motif projeté et D la distance horizontale entre la caméra et le vidéo projecteur.

Cependant, Maurel *et al.* (2009) montrent que cette relation n'est pas exacte. En effet, lorsque la surface se déforme, l'image d'un point de coordonnées (\mathbf{x}, \mathbf{y}) sur la surface non déformée est observée pour un point de coordonnées légèrement déplacées $(\mathbf{x}', \mathbf{y}')$,

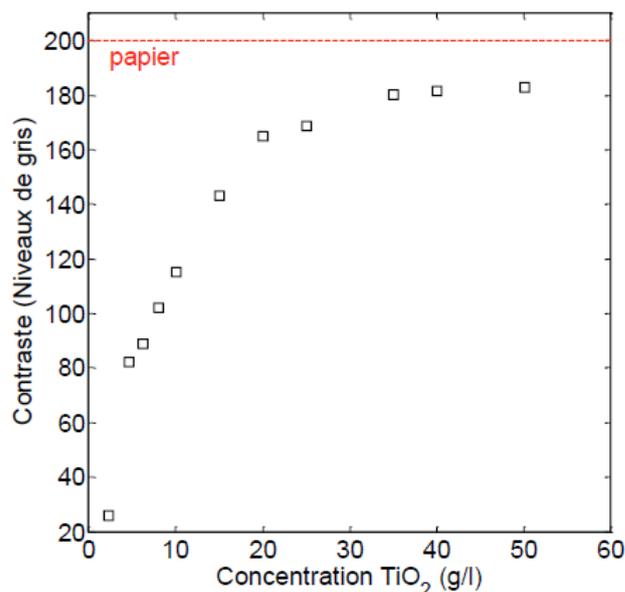


Figure II.7: Evolution du contraste entre une frange blanche et une frange noire en fonction de la concentration en TiO_2 issue de Aubourg (2016).

et ceci est vrai pour tous les points distants de l'axe optique. Il est alors nécessaire de revenir d'un système de coordonnées déplacées (x', y') au système initial (x, y) . La transformation s'écrit alors $(x, y) = (x', y') - (x', y')\eta(x', y')/L^*$ avec (x, y) un système orthonormé horizontal, centré sur l'axe optique.

b Pigmentation de l'eau

Afin de pouvoir observer un motif projeté sur une surface libre à l'aide d'un vidéo projecteur, il est nécessaire que la lumière projetée par le vidéo-projecteur soit réfléchi sur cette surface. Or, l'interface eau/air sans additif réfléchit très mal la lumière, et le motif n'est alors pas visible par la caméra.

Pour améliorer les propriétés de réflexion de la surface libre, un mélange colloïdal d'eau déminéralisée et de poudre de Titane, dioxyde de titane, TiO_2 , dont la dimension des particules est de l'ordre de la centaine de nanomètres, est réalisé (en effet, il a été observé que la poudre de dioxyde de titane se mélange très mal dans l'eau du robinet). Le mélange est alors opaque, de couleur blanche. Les propriétés de réflexion de la lumière par le mélange dépendent de la concentration en poudre. Cependant, les propriétés du fluide, telles que la tension superficielle ainsi que la viscosité, sont inchangées. Aubourg (2016) a réalisé une étude du taux de réflexion, mesure en différence de niveaux de gris le long d'une frange, en fonction de la concentration (voir figure II.7).

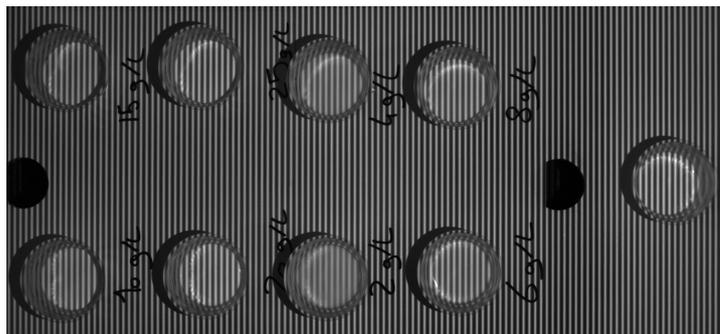


Figure II.8: Différents échantillons testés pour la détermination de la concentration en TiO_2 nécessaire. La concentration $20g.L^{-1}$ permet d'obtenir un contraste satisfaisant, tout en limitant les quantités de poudre utilisées.

Cette étude montre que le contraste entre les franges blanches et noires augmente linéairement avec la concentration en TiO_2 . Cependant, pour des concentrations supérieures à $20g.L^{-1}$, l'évolution devient beaucoup plus lente et finit par atteindre une asymptote horizontale pour des concentrations supérieures à $40g.L^{-1}$. De plus, Przadka *et al.* (2011) ont montré qu'en l'absence d'agitation, les particules de dioxyde de titane sédimentent. La lumière n'est alors plus réfléchiée par les couches superficielles (les plus proches de l'interface avec l'air ambiant), et les déformations mesurées sont faussées. Aubourg (2016) a utilisé cette technique dans un milieu sans agitation, ainsi la concentration qu'il choisit est de $40g.L^{-1}$ pour compenser ces effets de sédimentations. Przadka *et al.* (2011) montrent qu'en présence d'agitation, les effets de sédimentation provoquent des erreurs inférieures aux incertitudes de mesure, et étaient donc négligeables.

Dans notre cas, l'agitation importante de l'eau dans la cavité latérale par le biais des cellules de recirculation, de la couche de mélange et des ondes de gravité s'y propageant, mais également dans les bacs amont et aval, permet d'éviter ces effets de sédimentations. De plus, il a été jugé judicieux de garder une concentration en dioxyde de titane la plus faible possible pour limiter la consommation de grande quantité de poudre. Le volume total de la boucle de recirculation est d'environ $1000L$ d'eau déminéralisée. Ainsi la concentration choisie pour les mesures est de $20g.L^{-1}$, ce qui représente $20kg$ de dioxyde de titane.

c Matériel

Le motif de franges est projeté sur la surface du plan d'eau verticalement (selon l'axe z), du haut vers le bas, à l'aide d'un vidéo projecteur EPSON EH-TW6800, avec une résolution de 1920×1080 pixels, une puissance lumineuse de 2700 lumens, et un contraste de $120000 : 1$. Pour obtenir une bonne qualité de mesure, une bonne luminosité, mais surtout un bon contraste, sont des paramètres importants. Les images du motif déformé sont enregistrées à l'aide d'une caméra DALSA Genie Nano M2020 placée à

côté du vidéo-projecteur. Les images, monochromatiques, sont enregistrées avec une fréquence de **30** images par seconde, avec une résolution de **2048 × 1544** pixels. Un objectif à focale fixe de **16mm** Ricoh FL-CC1614 est utilisé afin d'obtenir une image de toute la cavité, et du canal adjacent. La camera et le vidéo projecteur sont situés à $L' = 1.92m$ au dessus de la surface libre, soit environ **3.2m** du sol, et sont espacés entre eux de $D = 32.4cm$.

Deux polariseurs linéaires sont installés, un sur la camera et un sur le vidéo projecteur, avec un décalage de **90°**, afin d'éviter de filmer la réflexion directe de la lumière émise par le vidéo projecteur. Cependant, une tache de saturation, correspondant à cette réflexion directe, est toujours visible, bien que fortement atténuée, sur les images de la caméra. (voir figure III.6, chapitre 2).

d Traitement des images

Le principal intérêt de la méthode de profilométrie par transformée de Fourier est la simplicité du traitement des images obtenues par la caméra. L'objectif du traitement des images est d'estimer, en chaque pixel de l'image, la différence de phase $\delta\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ entre le motif déformé et le motif de référence. Ces étapes de traitement sont appliquées pour chaque image indépendamment. Le développement ci-dessous est très largement repris de Aubourg (2016), avec simplement des franges orientées de façon diagonale par rapport à la cavité, au lieu d'utiliser des franges alignées sur un axe de la cavité.

Pour obtenir cette différence de phase, il est nécessaire de convoluer l'image du motif déformé $I(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ par l'image du motif de référence $I' = I(\mathbf{x})e^{-i(k_{x0}x + k_{y0}y)}$, de sorte que le contenu fréquentiel de l'image du motif déformé soit centré autour de $\mathbf{0}$ et non plus autour de $\mathbf{k}_{(x,y)0}$, de sorte que la phase mesurée corresponde à la différence de phase, et non à la somme. Ensuite, un filtre passe bas est appliqué dans le domaine de Fourier pour éliminer les bruits de mesure à haute fréquence spatiale. Finalement, une transformée de Fourier inverse permet de retourner dans le domaine physique, dans lequel l'image est une image complexe $I' = Cst \times e^{i\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})'}$. La différence de phase entre l'image déformée et l'image de référence $\delta\phi$ pour chaque pixel correspond à $\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})'$.

Cette phase est comprise, mathématiquement, entre $-\pi$ et π . Cependant, physiquement, la phase $\phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})'$ évolue continûment entre $-\infty$ à $+\infty$. Ainsi, les algorithmes de calcul de phase génèrent des sauts de phase artificiels, et il faut lisser ces sauts, dans une opération appelée déroulement de phase (Bone, 1991). Dans le cas de la profilométrie par transformée de Fourier, les cartes de phase sont **2D**, et des erreurs importantes peuvent être faites par les algorithmes lors de la reconstruction de la phase (voir figure II.9, qui illustre le problème avec l'algorithme de reconstruction de phase).

Le principal problème des algorithmes couramment utilisés pour les dépliements de phase **2D** est la dépendance du résultat au chemin emprunté pour le dépliement de la phase. En effet, sur la figure II.9b, le saut de phase intervient horizontalement. Cependant la même image, traitée avec le même algorithme, peut présenter un saut de phase vertical si l'algorithme déplie la phase en partant d'un point différent.

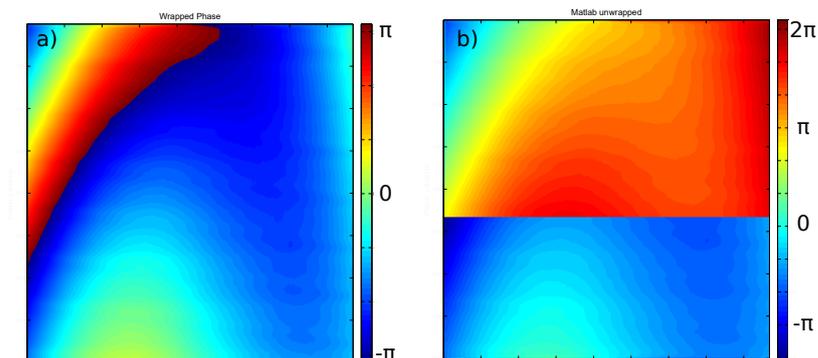


Figure II.9: Problème de la fonction intégrée nommée unwwrap, intégrée par défaut dans le logiciel Matlab. a) représente la phase calculée sans dépliement, b) représente la phase après l'utilisation de la fonction unwrap de Matlab: un saut de phase, non désiré, apparaît au centre de l'image

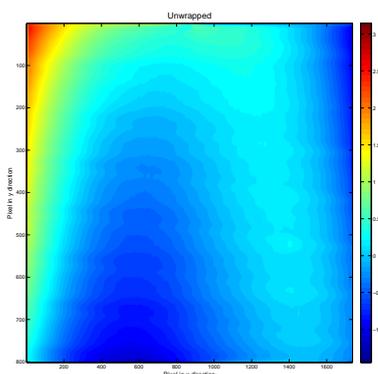


Figure II.10: Carte de phase dépliée à l'aide de l'algorithme de Volkov & Zhu (2003).

La méthode de déroulement de phase utilisée dans cette thèse a été mise au point par Volkov & Zhu (2003). Cette méthode est basée sur l'évaluation de la phase par transformée de Fourier. L'intérêt de cette méthode est que le résultat n'est plus dépendant du chemin emprunté. Elle permet d'obtenir des cartes de phase continue de façon robuste par rapport au bruit de mesure (voir figure II.10).

e Estimation des incertitudes de mesure

A partir de l'expression de la hauteur d'eau en tout point de l'espace $\eta(x, y)$, il est possible de calculer la sensibilité du résultat de hauteur d'eau en fonction des différents

paramètres de la mesure. Aubourg (2016) a mis en place l'expression suivante

$$\begin{aligned} \Delta\eta(x) = & \left| \frac{\Delta\phi}{\Delta\phi - k_o^*D} \right| \Delta L' + \left| \frac{L' \Delta\phi k_o^*}{(\Delta\phi - k_o^*D)^2} \right| \Delta D \\ & + \left| \frac{L' \Delta\phi D}{(\Delta\phi - k_o^*D)^2} \right| \Delta k_o^* + \left| \frac{L' D k_o^*}{(\Delta\phi - k_o^*D)^2} \right| \Delta(\Delta\phi), \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

avec $\Delta L'$, ΔD , Δk_o^* et $\Delta(\Delta\phi)$ les incertitudes associées à chacun des paramètres L' , D' , k_o^* et $\Delta\phi$ respectivement. En faisant l'hypothèse qu'il n'y a aucune erreur sur la longueur d'onde du motif de référence (cette image de référence étant générée sous le logiciel Matlab, son incertitude est de l'ordre de la taille du pixel, elle est négligée ici), $\Delta k_o^* = \mathbf{0}$, alors on obtient que l'incertitude sur la mesure de hauteur d'eau soit minimale si L' est petit et D' grand. Ainsi l'installation doit maximiser L' en plaçant le vidéo-projecteur et la caméra le plus haut possible au dessus de la surface à mesurer, et doit en même temps rapprocher la caméra et le projecteur en les collant l'un à l'autre, tout en s'assurant que la zone d'intérêt est bien filmée, et que le motif est correctement projeté. Un compromis doit donc être adopté sur la distance L' , égale à **1.92m** dans ce travail.

Dans le cas théorique parfait, l'étendue spatiale minimum des formes détectables correspond à $2\pi/k_o$. Ainsi le nombre d'onde des franges projetées doit être le plus grand possible, soit la plus petite longueur d'onde λ_o possible. En réalité, la longueur d'onde du motif est sélectionnée de façon à être la plus petite possible tout en permettant au vidéo-projecteur de projeter des franges avec un contraste important. Dans notre cas, la longueur d'onde λ_o^* choisie est égale à **12** pixels du vidéo projecteur, soit **0.7cm** sur la surface du plan d'eau. En réalité, à cause des traitements de Fourier, la sensibilité spatiale est estimée à trois fois la longueur d'onde du motif de référence Aubourg (2016), soit $3\lambda_o^* = \mathbf{2.1cm}$, équivalent à une longueur de coupure liée au filtre spatial passe bas, ce qui signifie que les variations de hauteurs dont l'étendue spatiale est inférieure à **2.1cm** sont lissées par le traitement des images. Autrement dit, de petites vaguelettes de dimensions horizontales inférieures à **2.1cm** ne pourront pas être observées. Attention cependant, si la sensibilité spatiale est de l'ordre de **2.1cm**, la résolution spatiale, correspond directement à la taille d'un pixel caméra sur le plan d'eau, soit environ **0.4mm**.

Concernant la détermination de l'incertitude sur la hauteur d'eau locale, j'ai choisi d'utiliser une méthode empirique visant à mesurer la topographie d'une forme parfaitement connue. Cette forme pyramidale, (fabriqué par impression 3D) est mesurée à différentes positions sur le plan de référence. Tous les profils mesurés sont alors superposés entre eux et avec le profil exact pour quantifier les erreurs.

On remarque sur la figure II.11 que la position de la pyramide par rapport à l'axe optique n'a pas d'influence sur la reconstruction du profil. L'écart entre les profils mesurés par la technique de profilométrie par transformée de Fourier est au maximum égal à **400 μm** ,

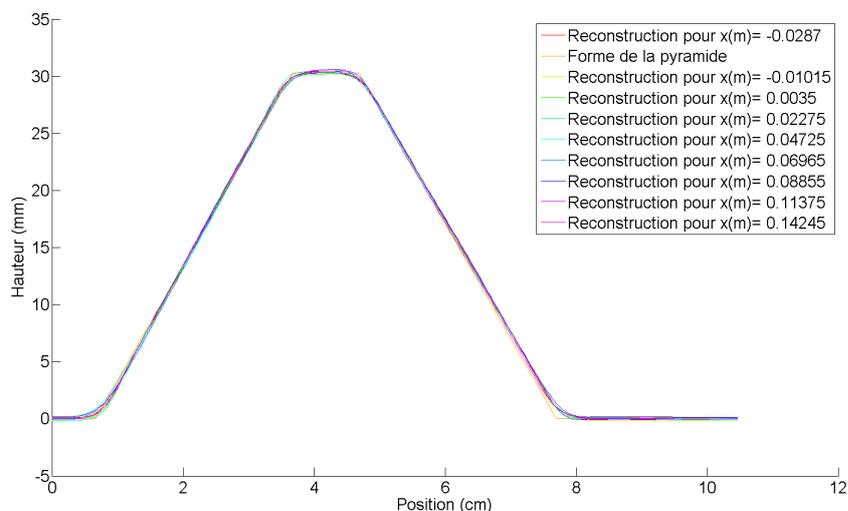


Figure II.11: Superposition du profil mesuré d'une pyramide pour plusieurs positions de celle-ci par rapport à l'axe optique.

ce qui correspond à la taille d'un pixel camera. Ce résultat a également été retrouvé par Aubourg (2016). Finalement, la résolution horizontale est égale à l'incertitude verticale, c'est à dire égale à la taille d'un pixel caméra sur le plan d'eau, soit **0.4mm**. Ceci confirme l'intérêt d'un capteur optique de haute résolution spatiale, à condition d'utiliser un vidéo-projecteur de contraste et de résolution suffisants pour ne pas être limitants.

f Comparaison ultrason et profilométrie

La mesure ponctuelle par ultrason et la mesure par profilométrie sont comparées dans le cas d'une oscillation générée aléatoirement (à la main). La figure II.12 compare les signaux bruts issus de la mesure d'oscillation de surface par ultrason II.12b, avec le signal obtenu par profilométrie par transformée de Fourier II.12c. Cependant, les deux signaux ne proviennent pas exactement du même point, car l'accès optique à la surface libre, nécessaire pour la mesure par profilométrie par transformée de Fourier, est obstrué par la présence du capteur ultrason (voir II.12a). De plus, la réflexion de la lumière du vidéoprojecteur sur les parois en verre, dans cette configuration de test, rend impossible la mesure de hauteur d'eau près des parois. Les transformées de Fourier respectives sont représentées sur II.12d et II.12e.

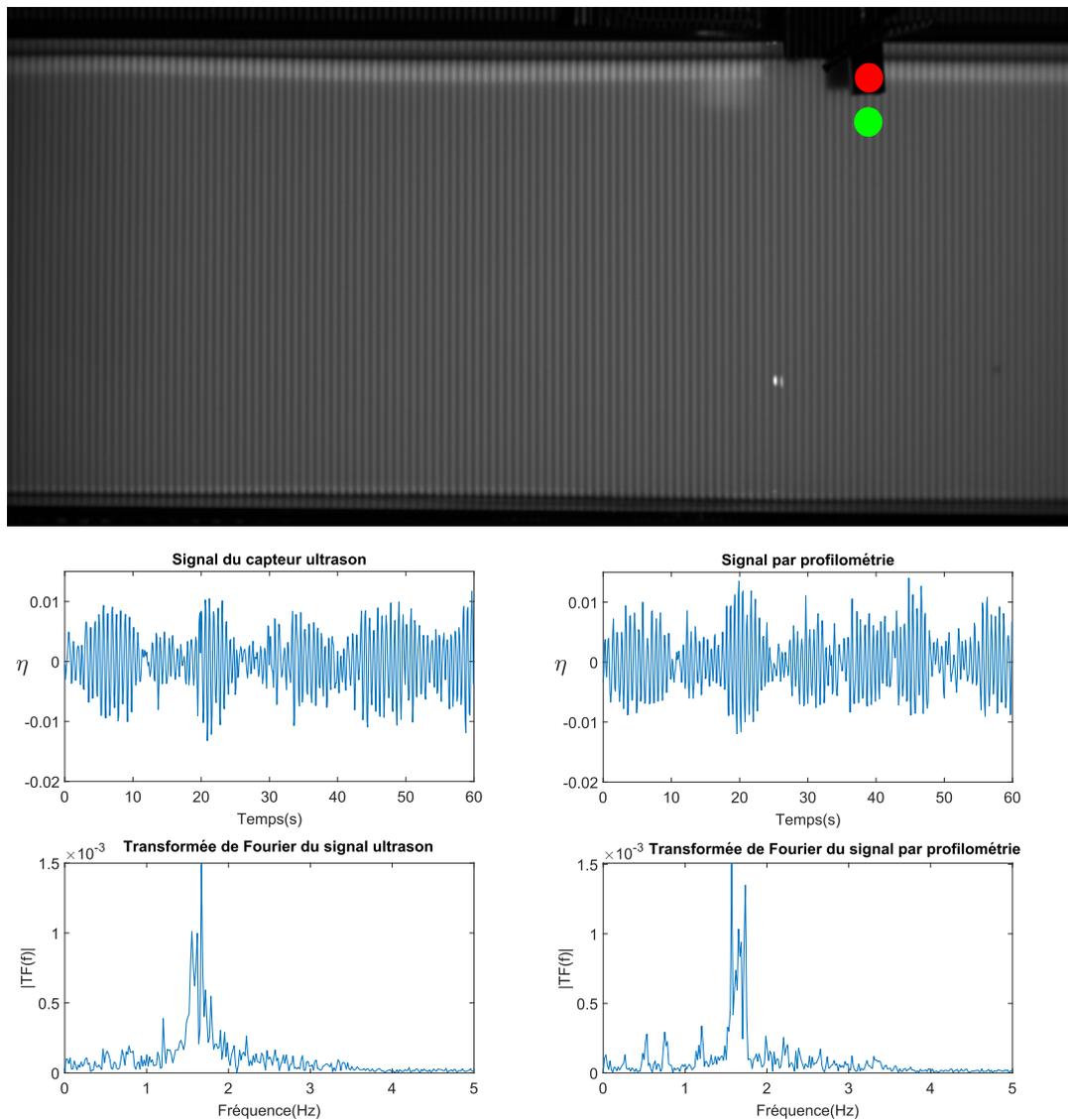


Figure II.12: Comparaison des résultats d'oscillations de surface libre, générées aléatoirement à la main dans un bassin au repos, entre un capteur ultrason (point rouge) et la méthode de profilométrie par transformée de Fourier (point vert). a) Photo des points de mesures utilisés. b-c) Signaux bruts issus du capteur ultrason et de la méthode de profilométrie par transformée de Fourier respectivement. d-e) Transformée de Fourier des signaux bruts issus du capteur ultrason et de la méthode de profilométrie par transformée de Fourier respectivement.

Les signaux bruts, ainsi que les transformées de Fourier montrent des comportements qualitativement similaires. La fréquence d'oscillation détectée, bien que bruitée, est similaire. De plus, l'enveloppe du signal est qualitativement similaire. De façon quantitative, les amplitudes moyennes (calculées par l'intégration des spectres de Fourier), égales à **0.0536m** pour la méthode par profilométrie par transformée de Fourier, et **0.0759m** pour le capteur ultrason, présentent une différence de **30%**. Le capteur ultrason étant positionné près du mur

3 Mesure des champs de vitesse

Afin de déterminer les propriétés de la couche de mélange, des mesures de vitesse à l'interface avec la cavité sont réalisées. Pour cela, des mesures PIV 2D horizontales sont réalisées, de façon similaire aux mesures réalisées par Cai (2015). Un plan laser horizontal permet d'éclairer l'écoulement par le coté, et une camera disposée sous le canal permet l'enregistrement des images PIV. Placer la caméra sous le canal permet de ne pas être perturbé par les oscillations de surface libre.

3.1 Caractéristiques de la mesure PIV

La technique de PIV utilisée pour ces travaux est une technique répandue 2D-2C, notamment utilisée dans le même canal par Cai (2015) et Mignot *et al.* (2016). Un laser continu à diode Z-laser **Z10000Q1** de **1.7W** est utilisé pour éclairer un plan laser de **1mm** d'épaisseur à une altitude d'eau $z/h = 0.8$, soit dans une zone proche de la surface libre. L'écoulement est ensemencé par des billes de verre creuses de **50 μ m**, de l'entreprise Dantec Dynamics. Les images sont prises avec une caméra AV Manta G-235B de **1936 \times 1916** pixels, soit une résolution de **0.4mm.px⁻¹**. Les images sont enregistrées à **60** images par seconde durant **33s**, pour un total de **2000** images.

Finalement, les calculs de PIV sont réalisés sur le logiciel commercial Davis de LaVision. Il permet d'orthorectifier les images, de supprimer le fond afin d'améliorer le contraste. Ensuite, le calcul de corrélation d'images a lieu avec une approche multi-passe, partant d'une fenêtre carrée de **128 \times 128** pixels (permettant de grands déplacements entre deux images consécutives) à **32 \times 32** pixels (pour augmenter la résolution spatiale du champ de vitesse et mieux résoudre les zones de faible vitesse), en **3** passages répétés chacun deux fois. Finalement, connaissant les pas de temps, le champ de vitesse peut être calculé.

Un traitement par Décomposition Orthogonale en modes Propres (appelée par la suite POD) est ensuite effectué afin de filtrer les mesures, pour réduire l'effet du bruit de mesure sur les résultats. Cette technique est souvent utilisée pour les problèmes de traitement de signal, et notamment pour le traitement de champs de vitesse turbulents. La méthode consiste à décomposer un champ de vitesse résolu dans le temps, sur une

base modale connue a priori $\mathbf{b}_i(\mathbf{x}, \mathbf{y})$:

$$\vec{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t) = \sum_i = \mathbf{1}^{N_f} \mathbf{a}_i(t) \vec{\mathbf{b}}_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (\text{II.3})$$

avec $\vec{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t)$ le champ de vitesse résolu en temps, $\mathbf{a}_i(t)$ l'évolution temporelle associée au mode spatial $\mathbf{b}_i(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ et N_f la taille de la base modale. Cette décomposition s'appelle décomposition modale. La particularité de la POD est le choix de la base modale utilisée. Cette méthode permet de déterminer la base modale $\mathbf{b}_i(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ optimale au sens énergétique, pour la décomposition du champ de vitesse. La majorité de l'énergie cinétique contenue dans le champ de vitesse est ainsi représentée par quelques modes propres, tandis que les autres modes propres traduisent un bruit de fond, peu cohérent et peu énergétique. Il est alors possible de filtrer les champs de vitesse en ne sélectionnant que les premiers modes. Dans notre cas, les **10** premiers modes contiennent, pour tous les écoulement mesurés, plus de **60%** de l'énergie cinétique du champ de vitesse. Seul les **50** premiers modes sont retenus, contenant \approx **80 – 90%** de l'énergie totale, selon les séries. Plusieurs implémentations de la technique sont possibles, une implémentation exacte et couteuse en terme de temps de calcul, et une méthode dite "des instantanées", moins couteuse mais avec une précision légèrement dégradée (Podvin, 2001). Les calculs de POD pour le filtrage des champs de PIV sont réalisés directement sur le logiciel DaVis de LaVision.

3.2 Estimation des erreurs

Les erreurs liées à la mesure PIV ont différentes origines: physiques et mathématiques. Il est possible de dénombrer trois principales sources d'erreurs, la dynamique des traceurs, les erreurs de calibration et les erreurs de corrélation.

a Erreurs liées aux traceurs

Le nombre de Stokes permet de comparer le temps de relaxation d'une particule dans un écoulement avec un temps caractéristique de cet écoulement. Il est défini comme (Stokes, 1981)

$$St = \frac{t_0 u_0}{l_0}, \quad (\text{II.4})$$

avec t_0 le temps de relaxation de la particule, u_0 une vitesse caractéristique de l'écoulement et l_0 une longueur caractéristique de l'écoulement. Ainsi, plus le nombre de Stokes est petit, plus le temps nécessaire à une particule pour s'adapter à un changement de direction de l'écoulement sera petit devant le temps nécessaire à l'écoulement pour changer de direction. Ainsi, si $St \ll 0.1$, Tropea & Yarin (2007) estime les erreurs de trajectoires des traceurs sont inférieures à **1%**.

Dans le cas d'un écoulement de Stokes, c'est à dire lorsque le nombre de Reynolds particulaire est petit, le temps de relaxation d'une particule peut être écrit (Stokes,

1981)

$$t_0 = \frac{\rho d_p^2}{18\mu}, \quad (\text{II.5})$$

avec ρ la densité de la particule ($1100\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), d_p^2 le diamètre de la particule ($50\mu\text{m}$) et $\mu = 1 \times 10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ la viscosité dynamique du fluide dans lequel la particule est immergée, soit $t_0 = 1.5 \times 10^{-4}\text{s}$.

Dans notre cas, on obtient $St \approx 2 \times 10^{-4} \ll 0.1$, les erreurs commises sur les trajectoires à cause des traceurs sont donc inférieures à 1%.

b Erreurs liées à la calibration

Les erreurs liées à la calibration sont estimées par le logiciel Davis lors du processus d'orthorectification. Ce processus nécessite de disposer une mire, comportant des symboles de taille et position connues précisément, à l'élévation souhaitée pour les mesures. Pour les différentes mesures réalisées, l'erreur sur la calibration indiquée par le logiciel Davis était comprise entre 1.2 et 1.8 pixels. Le processus de calibration est indiqué fiable par le logiciel Davis si les erreurs sont inférieures à 2 pixels, soit 0.8mm.

c Erreurs liées au calcul des corrélations d'images

Le calcul du déplacement des particules à l'intérieur d'une fenêtre d'interrogation nécessite un calcul de corrélation entre deux images consécutives. Afin de réduire les erreurs, les règles usuelles sont respectées. La taille de l'image caméra des particules est supérieure à 1 pixel afin d'éviter des effets de "peak-locking", et permettre au calcul de corrélation d'obtenir une précision sub-pixel. De plus, le déplacement des particules à l'intérieur des fenêtres d'interrogation doit représenter environ 2/3 de la taille de la fenêtre (de la plus grande fenêtre dans le cas de calcul itératif). De plus, une moyenne d'environ 10 particules, dans les fenêtre les plus petites utilisées, est respectée. Finalement, pour identifier les déplacements faux, issus d'erreurs dans les calculs de corrélation, un critère sur le rapport entre le premier pic de corrélation et le deuxième est utilisé. Lorsque ce rapport est inférieur à 1.2, le déplacement est considéré comme faux et enlevé du champ de vitesse résultat (créant un trou dans les données). L'erreur sur le déplacement, calculé par corrélation est donnée par (Jahanmini, 2011; Adrian, 191)

$$\sigma_e = c_e d_e \quad (\text{II.6})$$

avec c_e une constante dont la valeur est comprise en 0.05 et 0.1 (Prasad *et al.*, 1992), et d_e la taille de l'image des particules, environ 2 pixels, soit 0.8mm. Dans notre cas, l'erreur de déplacement correspond ainsi à 0.08mm, ce qui correspond à une erreur sur la vitesse de 4.8mm.s⁻¹, soit environ 2% de la vitesse débitante.

3.3 Critères de détection des tourbillons

L'objectif principal de la mesure du champ de vitesse est la détection des tourbillons de la couche de mélange. Cette détection doit permettre d'une part de mesurer la fréquence de passage en tout point de la couche de mélange, mais aussi de mesurer leur position le long de la couche de mélange ainsi que leur vitesse de déplacement.

Pour cela, plusieurs méthodes sont généralement utilisées, voir Launay (2016).

a Méthode des vitesses transverses

Les tourbillons de la couche de mélange génèrent des vitesses transverses au niveau de la couche de mélange (voir section I). La première méthode pour observer la présence des tourbillons est donc simplement d'observer les zones de fortes vitesses transverses instantanées entre les tourbillons (figure II.13a).

Il est possible d'obtenir une idée sur la position du tourbillon, mais aucune position précise du centre des tourbillons ne peut être obtenue.

b Vorticité

La vorticité, ω rend compte des zones de rotation dans l'écoulement. Elle est définie simplement comme le rotationnel du champ de vitesse

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}. \quad (\text{II.7})$$

Cependant, le rotationnel n'est pas une caractéristique très intéressante pour la détection de tourbillons. En effet, il est d'une part difficile de fixer une valeur seuil pour laquelle on peut considérer la présence ou l'absence d'un tourbillon. De plus, la valeur de la vorticité est non-nulle dans les zones de cisaillement pur (Jeong & Hussain, 1995).

Cependant, la vorticité résiduelle ω_{res} , définie par Kolář (2007), permet d'identifier des zones de pure rotation. Elle est construite à partir d'une décomposition de la vorticité, où $\vec{\omega} = \vec{\omega}_{shear} + \vec{\omega}_{res}$ (soit $\vec{\omega}_{shear} = \vec{\omega} - \vec{\omega}_{res}$). Dans la direction normale au plan de mesure, la vorticité résiduelle s'écrit

$$\omega_{res} = \text{sgn}(\omega)[|\omega| - |s|] \text{ pour } s \leq \omega \quad (\text{II.8})$$

avec s défini par

$$s = \frac{1}{2} \sqrt{4 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} \quad (\text{II.9})$$

Ce critère permet de différencier les zones de rotation des zones de cisaillement. Il permet ainsi d'observer les tourbillons dans la couche de mélange (voir figure II.13b). Il reste difficile, voir impossible, de définir un seuil délimitant les tourbillons correctement et ce critère n'est pas optimum pour identifier la position du cœur des tourbillons.

c Critère Q

Le critère Q , défini par Hunt *et al.* (1988), est un critère très couramment utilisé pour la détection des tourbillons. Il traduit l'équilibre entre la contribution du cisaillement dans la déformation de l'écoulement par rapport aux effets rotationnels. Il est défini comme

$$Q = \frac{1}{2} \|\overline{\Omega}\|^2 - \|\overline{S}\|^2 \quad (\text{II.10})$$

avec $\overline{\Omega}$ et \overline{S} les parties anti-symétrique et symétrique de la jacobienne de la vitesse. Ce critère, de façon analogue à la vorticité résiduelle, permet d'identifier la position du centre des tourbillons de façon qualitative, mais pas de façon quantitative (voir figure II.13c).

d Critère γ_1

Le critère γ_1 , défini par Graftieaux *et al.* (2001), est un critère non local purement géométrique, c'est à dire qu'il ne se base que sur les directions des vecteurs vitesse, et pas sur leur norme.

$$\gamma_1(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U}(M)) \cdot \vec{z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U}(M)\|} . dS, \quad (\text{II.11})$$

où P est un point quelconque de l'espace, S est une surface circulaire entourant le point P , M un point quelconque dans S et $\overrightarrow{U}(M)$ le vecteur vitesse au point M . Ce critère est égal à 1 au centre des tourbillons tournant dans le sens anti-horaire, et égal à -1 au centre des tourbillons tournant dans le sens horaire. Lorsque les déformations sont uniquement dues au cisaillement, on obtient $\gamma_1 = 0$.

Ainsi ce critère est non local, purement géométrique, et normé. Il est donc simple de définir une valeur seuil, et la position des tourbillons peut être déterminée de façon précise (voir figure II.13d), le centre d'un tourbillon étant défini comme le point où le critère $|\gamma_1|$ est maximum (ici la valeur algébrique est négative, car le tourbillon recherché à un sens de rotation indirect, c'est à dire horaire).. Dans cette thèse, ce critère est calculé sur le champ fluctuant, c'est à dire que la vitesse moyenne a été soustraite au champ de vitesse instantanée.

Sur la figure II.13, les différents critères sont à même de localiser qualitativement les tourbillons, au même endroit $x/L \approx 0.25$ et 0.6 . Cependant, la position du centre de ce tourbillon est difficile à mesurer avec les critères de vitesse transverse (figure II.13a), de vorticité résiduelle (figure II.13b) ou avec le critère Q (figure II.13c). Pour le reste de la thèse, le critère γ_1 (figure II.13d) est utilisé pour la détection des tourbillons.

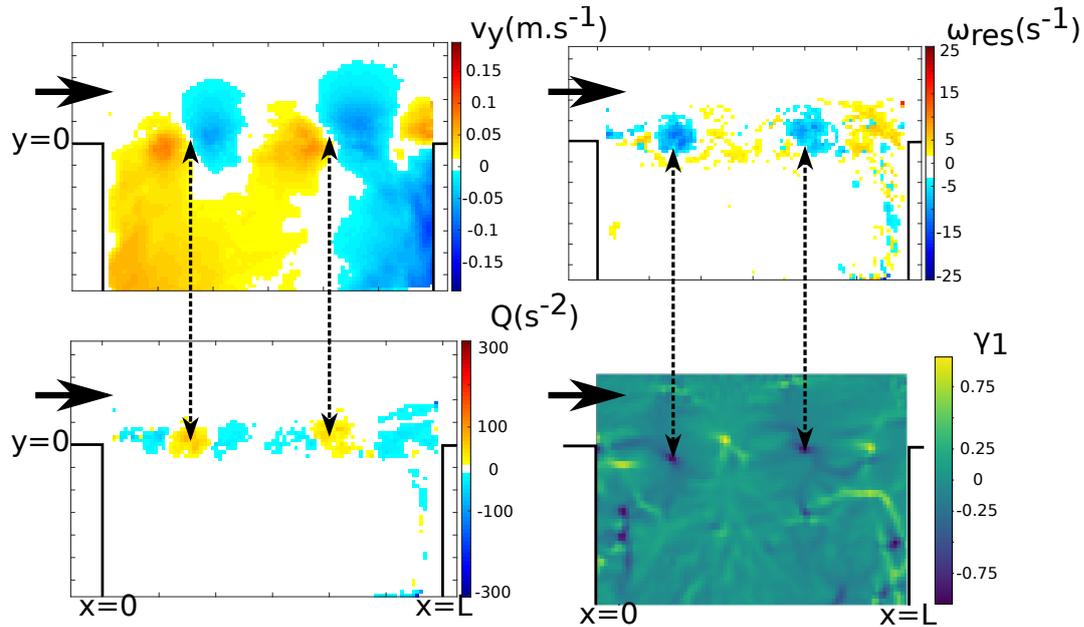


Figure II.13: Différents critères de détection des tourbillons pour $\mathbf{W}/L = 1.66$ et $\mathbf{Fr} = 0.42$. a) Vitesses transverses le long de la couche de mélange. b) Vorticité résiduelle, c) Critère Q , d) Critère γ_1 , calculé sur le champ fluctuant. La position qualitative du tourbillon est la même pour toutes les méthodes, cependant seule le critère γ_1 permet de positionner précisément le centre du tourbillon.

4 Comparaison des méthodes de mesure de fréquence

Les fréquences d'oscillation de la surface libre sont ainsi mesurées par deux techniques différentes, la profilométrie par transformée de Fourier, et par l'utilisation d'un capteur ultrason. De plus, les oscillations du champ de vitesse, dont on peut également caractériser la fréquence, sont mesurées par des techniques de PIV.

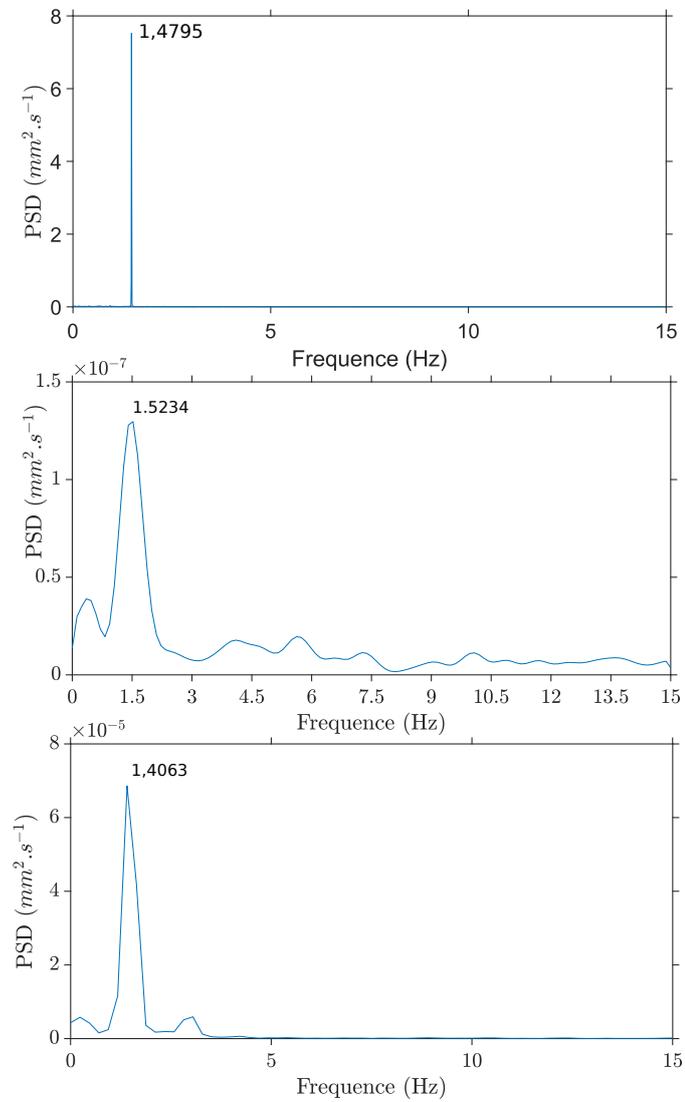


Figure II.14: Comparaison des spectres de fréquence obtenus pour les différentes méthodes de mesure. Spectre obtenu à l'aide d'un signal issu du a) capteur ultrason, b) profilométrie par transformée, c) PIV

Pour toutes les mesures réalisées dans cette thèse, les fréquences obtenues par les trois méthodes sont très proches, et peuvent être considérées comme identiques, au vu des pas fréquentiels associés à chaque mesure (d'environ 0.1Hz pour la PIV et la profilométrie). On remarque de plus que la fréquence d'oscillation de la surface libre est également la même quelle que soit la position dans la cavité à laquelle la mesure est réalisée.

Ainsi, il est possible d'utiliser indifféremment les trois méthodes pour caractériser la fréquence d'oscillation de la surface libre, ou du champ de vitesse, et notamment le capteur ultrason, dont les mesures sont très facilement exploitables.

5 Obtention d'un écoulement permanent et indépendant

La dynamique globale de la cavité (oscillation de surface libre, lâcher tourbillonnaire, cellule de recirculation, ...) est soumise à des effets de résonance (voir chapitre I), et l'établissement d'un régime permanent peut être long. Afin de s'assurer que l'écoulement est stabilisé avant le début des mesures, les oscillations de hauteur d'eau au coin aval de la cavité sont enregistrées à une fréquence de 10Hz pendant 7h pour un nombre de Froude 0.62 , correspondant au cas d'établissement le plus lent.

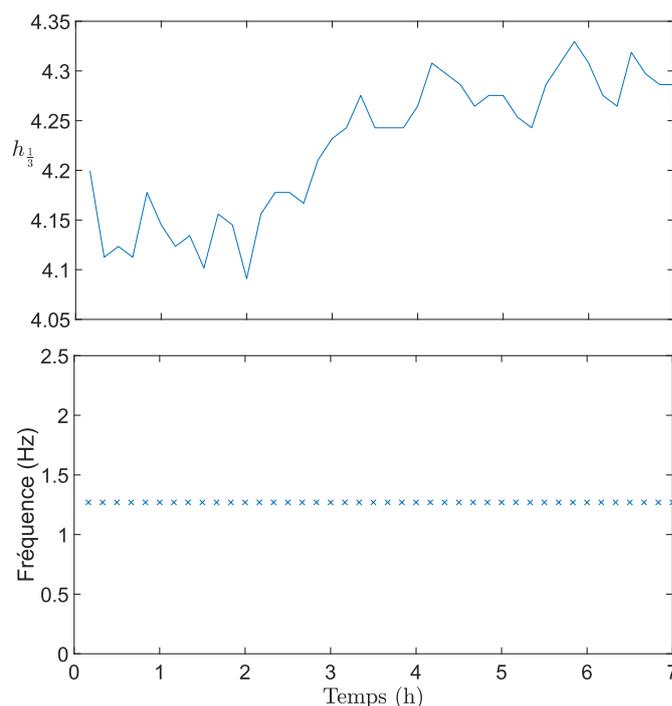


Figure II.15: Évolution de a) l'amplitude des oscillations de surface libre, mesurée à l'aide du critère $h_{\frac{1}{3}}$ et b) de la fréquence d'oscillation pendant 7h après ouverture de la cavité, pour un rapport d'aspect $W/L = 1.66$ et un nombre de Froude de 0.62 .

Sur la figure II.15a, l'amplitude des oscillations de hauteur d'eau $h_{1/3}$, correspondant à la plus petite demi amplitude d'oscillation de la hauteur d'eau du tiers le plus important, est tracée en fonction du temps. Cette mesure de l'oscillation, utilisée habituellement en océanographie, permet d'obtenir une amplitude d'oscillation caractéristique dans le cas des oscillations de hauteurs non constantes. Il a été vérifié que cette hauteur d'eau caractéristique ne dépend plus du temps de mesure pour des mesures de **10min** ou plus, dans le cas où l'écoulement est établi.

Sur la figure II.15a, la valeur de $h_{1/3}$ relativement constante (voir barre des ordonnées), mais ne se stabilise réellement qu'après presque **3h**. Cette durée est d'autant plus longue que le nombre de Froude est élevé. Cependant, la fréquence d'oscillation de la surface libre reste parfaitement constante pendant toute la durée de la mesure (**7h**). Dans la majorité des cas à plus faibles nombres de Froude, le temps d'établissement est de l'ordre de l'heure.

Un protocole précis de mesure est alors respecté pour chaque point de mesure dans la suite.

6 Protocole de mesure

Le protocole de mesure rassemble l'ensemble des étapes réalisées pour l'obtention de chaque point de mesure. Ce protocole est mis en place pour assurer l'indépendance de chaque mesure par rapport à la précédente, afin de s'affranchir d'éventuels effets d'hystérésis, de mémoire, etc. Le protocole de mesure, pour chaque mesure, est le suivant:

- Le débit de la pompe est ajusté à la valeur souhaitée
- La hauteur d'eau est mesurée juste en amont de la cavité, et ajustée à l'aide du seuil aval
- Les deux premières étapes sont répétées jusqu'à ce que le débit et la hauteur d'eau atteignent les valeurs souhaitées
- La cavité est fermée (déconnectée de l'écoulement principal) par une plaque mince positionnée à l'interface
- La réduction des oscillations dans la cavité est observée visuellement jusqu'à ce que les amplitudes d'oscillation du plan d'eau dans la cavité ne soit plus discernables à l'œil nu
- La plaque mince est retirée afin de connecter la cavité à l'écoulement principal
- Les oscillations de surface libres sont suivies au cours de la stabilisation de l'écoulement grâce à l'ultrason au coin aval. Lorsque l'amplitude d'oscillation est stabilisée (après environ **1h**), les mesures (profilométrie, PIV ou ultrason) peuvent enfin avoir lieu.

7 Conclusion

En résumé, il est possible de générer un écoulement permanent, indépendant et dont le contenu fréquentiel est neutre. Les différentes méthodes de mesures utilisées (PIV, ultrason, profilométrie par transformée de Fourier) permettent d'accéder **(1)** au champ de vitesse au niveau de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal à une altitude de $z/h = 0.8$, afin de mesurer les propriétés de la couche de mélange et des tourbillons qui la composent, **(2)** aux hauteurs d'eau au coin aval dans le temps et **(3)** aux déformées de surface libre dans toute la cavité afin d'identifier les modes propres de surface libre excités. Cependant, les méthodes actuelles ne permettent pas de mesurer au même instant un champ de vitesse dans la couche de mélange et la déformée de surface libre, due à la coloration, opaque, nécessaire pour les mesures de profilométrie par transformée de Fourier.

La prochaine section (III) est dédiée à la détermination des phénomènes et processus responsables de la sélection de la fréquence d'oscillation de la hauteur d'eau au coin aval de la cavité pour des faibles nombres de Froude.

Chapitre III

Configuration à bas nombre de Froude

Comme énoncé dans l'introduction, l'étude se décompose en deux parties, une première partie pour des bas nombres de Froude $Fr = U/c < 0.6$ traitée ici, et une deuxième partie à haut nombre de Froude $Fr > 0.6$ traitée dans le chapitre suivant. L'objectif est d'identifier, dans les deux régimes de nombres de Froude, quels mécanismes sont à l'origine de la sélection de fréquence d'oscillation de la cavité (i.e. d'oscillation de la surface libre et de lâcher tourbillonnaire).

Ce chapitre se focalise sur le régime à bas nombre de Froude $Fr < 0.6$, pour lequel Wolfinger *et al.* (2012) semblent montrer que la fréquence d'oscillation de la surface libre augmente linéairement avec le nombre de Froude. Afin de comprendre les mécanismes de sélection de la fréquence d'oscillation dans cette gamme, un parallèle avec les cavités acoustiques sera réalisé, où la fréquence de fluctuation dans la cavité dépend du nombre de Mach (Gloerfelt, 2009). Les auteurs de ces travaux en cavité acoustique ciblent deux mécanismes importants pour la sélection de cette fréquence, à savoir: (1) les effets de résonance de cavité pour des faibles nombres de Mach, et (2) un effet de rétroaction dans la couche de mélange sur les ondes de pression pour des nombres de Mach plus élevés. Ce chapitre se base sur ces résultats pour proposer un modèle similaire, applicable aux cavités à surface libre.

1 Modèle théorique pour la fréquence d'oscillation

Comme introduit au début du chapitre, la prédiction de la fréquence caractéristique du champ acoustique rayonné pour les cavités acoustiques est pilotée par deux phénomènes: des fréquences naturelles de résonance de la cavité pour des nombres de Mach faibles (section 1.1), et des fréquences issues d'un modèle de rétroaction du lâcher tourbillonnaire sur le champ de pression pour les nombres de Mach plus élevés.

1.1 Fréquences naturelles d'une cavité acoustique

En “acoustique”, i.e. en environnement monophasique compressible, il est possible de calculer les fréquences propres d'une cavité rectangulaire simple, en assimilant la cavité à une zone de fluide au repos (Plumbee *et al.*, 1962). Cette fréquence est intrinsèque à la cavité et ne dépend pas de l'écoulement adjacent. La particularité majeure des cavités acoustiques est que des modes de résonance dus à la compressibilité de l'air peuvent être également excités. Ces modes sont appelées des modes de résonances d'Helmholtz. Les cavités soumises à des résonances d'Helmholtz se comportent comme un système masse ressort. Dans le cas de géométries simples dans lesquelles ce type d'oscillation apparaît, c'est à dire en forme de bouteille (voir figure III.1), la fréquence propre associée à ce type d'oscillation est (Gloerfelt, 2009)

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Sc_p^2}{(l + 2\delta')V}}, \quad (\text{III.1})$$

avec S la surface de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal, c_p^2 la célérité de l'onde de pression, l la longueur du goulot, V le volume de la cavité et δ' un facteur correctif prenant en compte l'inertie de l'écoulement à l'interface entre la cavité et l'écoulement principal (voir figure III.1). Ce type de résonance peut également avoir lieu dans des cavités latérales rectangulaires simples.

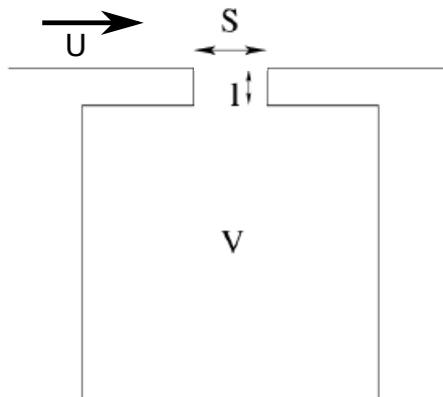


Figure III.1: Schéma de cavité latérale susceptible d'agir comme un résonateur d'Helmholtz. Issue de Gloerfelt (2009)

1.2 Modèle de rétroaction pour les cavités acoustiques

Le modèle de rétroaction, aussi appelé “modèle de Rossiter” ou encore “modèle de feed-back”, est construit autour de l'hypothèse que les événements physiques suivants se produisent: un vortex se détache près du coin amont de la cavité (notée par la suite

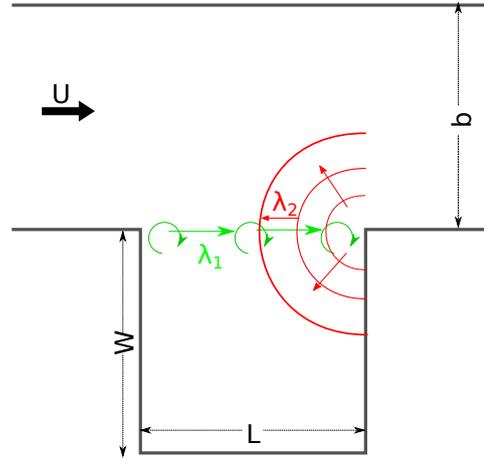


Figure III.2: Schéma conceptuel du modèle de rétroaction. Le train d'onde est représenté en vert. Les ondes de gravité sont représentées en rouge.

avec l'indice v , avec une phase ϕ_v). Il est ensuite advecté par l'écoulement vers l'aval et impacte le coin aval de la cavité. Il génère ainsi au coin aval une variation locale de la pression (étant un point d'arrêt), qui produit une onde de pression (notée par la suite avec l'indice p , avec une phase ϕ_p) avec une fréquence identique à celle du détachement tourbillonnaire $f_p = f_v = f$. Cette onde se propage dans toutes les directions, et notamment vers l'amont, et plus précisément vers le coin amont de la cavité (voir figure III.2). Le modèle suppose que la fréquence la plus énergétique correspond à celle qui remplit la condition de résonance entre les ondes de pression et le train de tourbillons.

Cette condition de résonance implique que la différence de phase entre le lâcher tourbillonnaire et l'onde de pression $\Delta\phi_m = \phi_v - \phi_p$ est nulle au coin amont, c'est à dire qu'elle satisfait la condition suivante:

$$\Delta\phi_m(x = 0) = 2N\pi, \quad (\text{III.2})$$

avec N un entier ($N = 1, 2, 3, \dots$).

En effet, on peut considérer deux ondes 1D sinusoïdales progressives, une de pression

$$p_p(x, t) = A_p(x, t) \sin(\omega_p t - k_p x + \phi_p), \quad (\text{III.3})$$

et une onde associée au train de tourbillons de la couche de mélange

$$p_v(x, t) = A_v(x, t) \sin(\omega_v t + k_v x + \phi_v) \quad (\text{III.4})$$

avec $A_{p(v)}$ une amplitude arbitraire, $\omega_{p(v)}$ la pulsation de l'onde, $k_{p(v)}$ son nombre d'onde et $\phi_{p(v)}$ sa phase. Les considérations physiques énoncées ci-dessus impliquent que

1. les deux ondes ont la même fréquence, soit $\omega_p = \omega_v = \omega_m$,

2. les deux ondes sont en phase à $\mathbf{x}/L = \mathbf{1}$, avec L la longueur de la cavité, mais aussi en $\mathbf{x}/L = \mathbf{0}$.

La condition de phase en $\mathbf{x}/L = \mathbf{0}$ peut être écrite, $\forall t$,

$$\sin(\omega_m t + \phi_p) = \sin(\omega_m t + \phi_v) \rightarrow \phi_p = \phi_v + 2n\pi \quad (\text{III.5})$$

Cette discussion mathématique confirme donc l'équation III.2.

De plus, on peut choisir $\phi_p = \phi_v = \mathbf{0}$ pour simplifier l'écriture de la condition de résonance. La condition de phase en $\mathbf{x}/L = \mathbf{1}$, s'écrit quant à elle, $\forall t$,

$$\sin(\omega_m t - k_p L) = \sin(\omega_m t + k_v L) \rightarrow k_v = -k_p + \frac{2N\pi}{L} \quad (\text{III.6})$$

avec N un entier. Or $k = 2\pi/\lambda$, avec λ la longueur d'onde. On peut réécrire cette condition pour obtenir la relation équivalente suivante Ho & Nosseir (1981)

$$N = \frac{L}{\lambda_v} + \frac{L}{\lambda_p}, \quad (\text{III.7})$$

où λ_v and λ_p sont les longueurs d'ondes respectives du train de tourbillons et de l'onde de pression. N peut être vu comme la somme du nombre de tourbillons plus le nombre de longueurs d'ondes de l'onde de pression présents le long de l'interface entre l'écoulement principal et la cavité (pour $\mathbf{0} \leq \mathbf{x} \leq L$). En utilisant la définition de la longueur d'onde $\lambda = c/f$, avec c la célérité des ondes, et f leur fréquence (égale d'après les hypothèses énoncées ci-dessus), il est possible de réécrire l'équation III.7

$$N = \frac{Lf}{c_v} + \frac{Lf}{c_p}. \quad (\text{III.8})$$

De façon similaire, en utilisant la vitesse débitante dans le canal principal U , il est possible de faire apparaître un nombre de Strouhal

$$St = \frac{fL}{U} = \frac{N}{U \left[\frac{1}{c_v} + \frac{1}{c_p} \right]}, \quad (\text{III.9})$$

avec U la vitesse débitante dans l'écoulement principal. La valeur de $R_v = c_v/U$, soit le rapport entre la célérité moyenne des tourbillons du coin amont au coin aval de la cavité et la vitesse débitante de l'écoulement principal, est habituellement mesurée expérimentalement, et la littérature rapporte des valeurs comprises entre **0.35** (East, 1966) et **0.625** (Rowley *et al.*, 2006). Rossiter (1964) mesure cette valeur et la définit à $R_v = \mathbf{0.57}$, valeur qui est par la suite utilisée comme valeur standard dans l'application du modèle par différents auteurs (voir III.1).

Pour une configuration d'écoulement donnée, ce modèle admet alors une infinité de solutions, avec $N = \mathbf{1}, \mathbf{2}, \mathbf{3}$, etc. Rossiter (1964) et les auteurs lui succédant comparent alors les fréquences prédites par le modèle avec les fréquences issues de mesures expérimentales,

Jet acoustique sur une plaque plane		
References	ΔN	R_v
Powell (1961)	0.25	
Tam & Block (1978)	Computed from stability	Computed from stability
Ho & Nosseir (1981)	0	0.62
C.K.W. & K.K. (1990)	0	Computed from stability
K.K. & J. (1995)	-0.25	0.66
Cavité en air		
References	ΔN	R_v
Rossiter (1964)	-0.25:-0.58	0.57
East (1966)	-0.25	0.35-0.6
Heller <i>et al.</i> (1970)	-0.25	0.57
Sarohia (1977)	0.5	0.35-0.52
Bilanin & Covert (1973)	Computed from stability	Computed from stability
Colonius <i>et al.</i> (1999)	-0.25	0.57
Alvarez <i>et al.</i> (2004)	Computed from stability	Computed from stability
Larchevêque <i>et al.</i> (2003)	0.58e ^{-((1/w/L-10)/6)}	0.57
Rowley <i>et al.</i> (2006)	X	0.625

Table III.1: Revue bibliographique du modèle de rétroaction: valeurs de calage R_v et de correction ΔN

et observent généralement une erreur systématique. La plupart des auteurs ont alors recours à un facteur correctif, noté ΔN , qui est défini comme “*un retard de phase constant correspondant à un délai temporel entre le temps d’arrivée d’un tourbillon au coin aval de la cavité et l’émission d’une onde de pression*” (Gloerfelt, 2009). Le modèle corrigé s’écrit alors

$$\frac{fl}{U} = \frac{N + \Delta N}{\frac{1}{R_v} + Ma} \quad (\text{III.10})$$

avec $Ma = U/c_p$ le nombre de Mach de l’écoulement en amont. Des valeurs empiriques pour ΔN , provenant d’ajustement du modèles sur les mesures, proposées par des auteurs successifs (voir tableau III.1), montrent de grandes variations, de $\Delta N = -0.58$ (Rossiter, 1964) jusqu’à $\Delta N = 0.5$ (Sarohia, 1977). Une analyse complète de stabilité 3D de la couche de mélange (Bilanin & Covert, 1973; Alvarez *et al.*, 2004), en utilisant la condition de résonance de l’équation III.2, permet d’obtenir des résultats similaires.

Il est important de remarquer que la vitesse des ondes de pression remontant l’écoulement du coin aval au coin amont de la cavité est ici considérée comme indépendante de la vitesse débitante de l’écoulement principal. En d’autres termes, les ondes de pression sont supposées se propager à l’intérieur de la cavité, où la vitesse moyenne est négligeable.

Cette hypothèse est supportée par le fait que le modèle reste valide pour des écoulements supersoniques (c'est à dire $Ma > 1$), où les ondes de pression ne pourraient pas de toutes façons remonter dans l'écoulement principal car elles sont, par définition, plus lentes: $c_p < U$.

Les figures III.3a et III.3b montrent respectivement l'accrochage des cavités sur des modes propres à bas nombre de Mach ($Ma < 0.2$) et la validité du modèle de rétroaction en acoustique à haut nombre de Mach ($Ma > 0.2$). A noter que ce modèle n'est pas prédictif, car une infinité de solutions existe ($N = 1, 2, 3..$) pour chaque configuration d'écoulement.

L'objet de la suite est alors de tenter de transposer le modèle de rétroaction au cas d'une cavité latérale à surface libre afin de vérifier sa capacité à prédire la fréquence d'oscillation pour une autre physique.

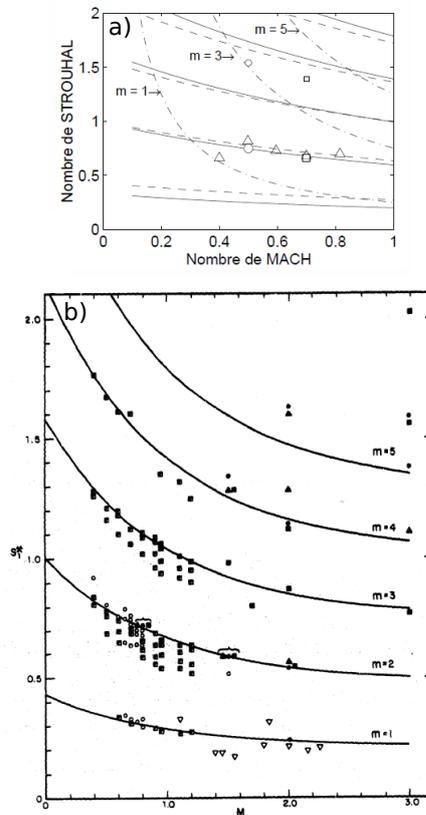


Figure III.3: Validation du modèle acoustique. a) Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Mach pour des nombres de Mach faibles $Ma < 0.2$ et accrochage sur mode propre de cavité. Issue de Gloerfelt (2009). b) Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Mach pour $Ma > 0.2$, et validation du modèle de rétroaction. Issue de Heller *et al.* (1970). Le paramètre m correspond à N dans l'équation III.9

1.3 Transposition aux cavités à surface libre

Pour le cas des cavités latérales à surface libre, qui nous intéressent dans cette thèse, il est attendu que les oscillations de surface libre soient gouvernées par les mêmes phénomènes de résonance et de rétroaction, que dans le cas des cavités acoustiques. Les deux phénomènes, adaptés au cas à surface libre, sont discutés dans les sections suivantes.

1.3.1 Fréquences naturelles d'une cavité à surface libre

Cette section est une adaptation de la section 1.2 en cavité acoustique.

La théorie nécessaire au calcul des modes propres d'oscillation de surface libre pour des bassins d'eau rectangulaires à parois verticales au repos a été initialement développé par Lamb (1945). Récemment Rabinovitch (2009) a fait une revue des modes propres les plus répandus dans les applications hydrauliques. Ces modes propres peuvent être alignés avec un ou deux axes de la cavité \mathbf{x} et/ou \mathbf{y} (voir tableau III.2). Les fréquences correspondantes sont notées $f_{n_x n_y}$, avec n_x et n_y le nombre de nœuds selon les axes \mathbf{x} et \mathbf{y} respectivement. Dans un bassin rectangulaire de dimension l_x (selon l'axe \mathbf{x}) et l_y (selon l'axe \mathbf{y}), les fréquences naturelles s'écrivent (Lamb, 1945)

$$f = f_{n_x n_y} = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{n_x}{l_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.11})$$

avec c la célérité des ondes de gravité dans l'eau au repos (Stocker, 1957)

$$c = \frac{g}{2\pi f} \tanh \frac{2\pi h f}{c}, \quad (\text{III.12})$$

où h est la hauteur d'eau nominale dans la cavité et f la fréquence de l'onde de gravité. On remarquera que l'expression des fréquences propres peut être réduite à la formule de Merian (1828) dans les conditions d'eau peu profondes, soit $\lambda \gg h$ de sorte que la célérité de l'onde puisse être réduite à la formulation classique en eau peu profonde $c = \sqrt{gh}$, et dans le cas où l'onde est unidirectionnelle, soit n_x ou $n_y = 0$. Sous ces hypothèses, la formule de Merian s'écrit $f_{Merian} = \frac{n\sqrt{gh}}{2l_{x,y}}$. Cependant, cette simplification ne sera pas utilisée dans cette thèse.

En suivant les notations de Wolfinger *et al.* (2012) et de Tuna & Rockwell (2015), la fréquence propre de la cavité f peut être normalisée par $f_{10} = c/2L$, c'est à dire le premier mode propre avec un seul nœud ($n_x = 1$ et $n_y = 0$ dans l'équation III.11) dans la direction longitudinale (selon \mathbf{x}), avec $l_x = L$ dans l'équation III.11 (voir figure III.2)

$$\frac{f_{n_x n_y}}{f_{10}} = \left[n_x^2 + \left(n_y \frac{l_x}{l_y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.13})$$

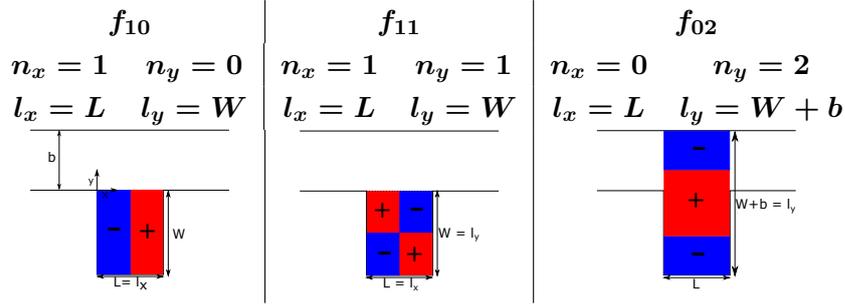


Table III.2: 3 modes propres de cavité rectangulaire à surface libre parmi les plus communes appliquées à notre configuration de cavité

La table III.2 trace de façon schématique trois modes de cavité parmi les plus simples pouvant apparaître et indique le lien entre les paramètres l_x , l_y et les propriétés géométriques W , b et L , dans le cas de notre géométrie décrite au paragraphe précédent.

1.3.2 Modèle de rétroaction adapté aux cavités à surface libre

Cette section est l'équivalent de la section 1.2 en cavité à surface libre.

Dans le cadre des cavités latérales adjacentes à un écoulement à surface libre, le modèle de rétroaction se base sur les mêmes hypothèses que pour les cavités acoustiques décrites précédemment. Cependant une différence majeure apparaît quant à la nature de l'onde de rétroaction qui remonte du coin aval vers le coin amont de la cavité. Cette onde de rétroaction est une onde de pression dans les cavités acoustiques, mais est une onde de gravité dans les cavités à surface libre. Dans le repère lié à la cavité (voir figure I.2), l'onde de gravité, notée avec l'indice g , se propage d'aval vers l'amont à la vitesse c (équation III.12), dans l'hypothèse où l'onde remonte à l'intérieur de la cavité, et n'est pas soumise à un écoulement contraire, ralentissant sa propagation. Ainsi, de façon similaire au modèle acoustique, deux hypothèses sont réalisées: **(1)** à la fois le train de tourbillons dans la couche de mélange et l'onde de gravité sont périodiques et de même fréquence $f = f_v = f_g$, et **(2)** ces deux processus sont en phase au coin amont ainsi qu'au coin aval de la cavité, de façon que l'équation III.8 soit toujours valable et s'écrive ici

$$N = \frac{Lf}{c_v} + \frac{Lf}{c} \quad (\text{III.14})$$

Soit, pour la fréquence prédite par le modèle, écrite en faisant apparaître le nombre de Strouhal (similaire à l'équation III.9)

$$\frac{fL}{U} = \frac{N}{\frac{U}{c_v} + \frac{U}{c}} = \frac{N}{\frac{1}{R_v} + Fr} \quad (\text{III.15})$$

En suivant la même normalisation proposée par Wolfinger *et al.* (2012), et en introduisant

l'éventuel facteur de correction ΔN , la fréquence prédite par le modèle s'écrit finalement

$$\frac{f}{f_{10}} = \frac{2Fr(N + \Delta N)}{\frac{1}{R_v} + Fr} \quad (\text{III.16})$$

avec $f_{10} = c/2L$. Similairement au modèle en acoustique, l'équation III.16 possède une infinité de solutions $N = 1, 2, 3, \dots$. A noter que le nombre de Mach est naturellement remplacé par le nombre de Froude $Fr = U/c$, et que le rapport de vitesse R_v est retrouvé naturellement.

Remarque:

Si l'on fait l'hypothèse que l'onde de gravité ne remonte pas du coin aval vers le coin amont à travers la cavité mais le long de l'interface entre le canal et l'écoulement principal, elle se propage vers l'amont avec une vitesse modifiée $c' = c - U_i$ avec U_i la vitesse moyenne de l'écoulement le long de l'interface, définie en $y = 0$ comme

$$U_i = \frac{1}{L} \int_{x=0}^{x=L} \bar{u}(x, y = 0) dx. \quad (\text{III.17})$$

En notant $R_i = U_i/U$, le modèle est alors légèrement modifié

$$\frac{f}{f_{10}} = 2Fr(N + \Delta N) \left[\frac{R_v(1 - R_i Fr)}{1 + (R_v - R_i) Fr} \right] \quad (\text{III.18})$$

Par la suite, les deux formulations du modèle de rétroaction adapté aux cavités à surface libre (équations III.16 et III.18) seront évaluées par comparaison avec les données expérimentales.

2 Resultats

Le modèle de rétroaction dépend explicitement du nombre de Froude, cependant, la fréquence d'oscillation de la surface libre est susceptible de dépendre d'autres paramètres de l'écoulement, ou de paramètres géométriques, comme discuté plus avant, dans la section 3. La stratégie est d'appliquer et d'évaluer le modèle pour une configuration C_1 (tableau III.3). Ce modèle est ensuite vérifié pour 3 autres configurations, à rapports d'aspects géométriques différents (C_2 et C_3) et à hauteur d'eau différente (C_4).

2.1 Application du modèle analytique à la configuration C_1

La mise en pratique du modèle de rétroaction (équation III.16 ou III.18) nécessite tout d'abord d'évaluer les coefficients empiriques R_v pour le modèle III.18 et III.16 et R_i pour le modèle III.18. Pour cela, il est nécessaire de mesurer la vitesse des tourbillons advectés le long de l'interface ainsi que la vitesse moyenne de l'écoulement à l'interface entre la cavité et l'écoulement principal (eq. III.17), celle-ci étant obtenue à l'aide du champ PIV (eq. III.17).

Configuration	W/L	h/L	Fr
C_1	1.66	0.195	0.33-0.6
C_2	2	0.195	0.25-0.6
C_3	1.33	0.195	0.3-0.6
C_4	2	0.195	0.25-0.45

Table III.3: Tableau des séries de mesures à bas nombre de Froude

2.1.1 Coefficient R_i

L'évolution de R_i en fonction du nombre de Froude pour toutes les mesures de la configuration C_1 est tracée sur la figure III.4a. La figure III.4a, montre que la valeur de R_i est constante pour tous les nombres de Froude mesurés, à une valeur d'environ **0.54**. Cette valeur sera utilisée par la suite pour l'évaluation du modèle III.18.

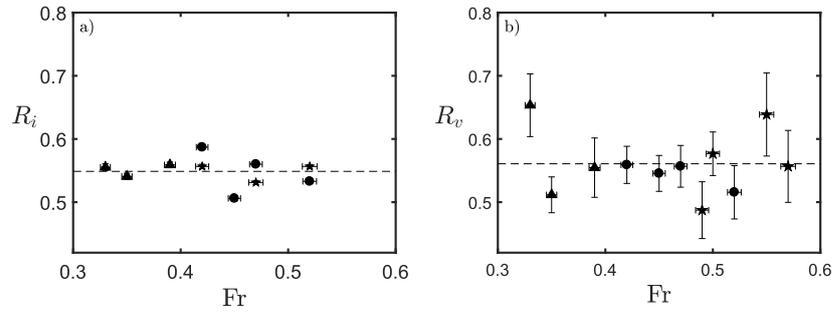


Figure III.4: Dépendance de la dynamique de la couche de mélange en fonction du nombre de Froude pour la configuration C_1 . a) R_i = Rapport de la vitesse de l'écoulement à l'interface sur la vitesse débitante de l'écoulement. b) R_v = Rapport de la vitesse moyenne des tourbillons sur la vitesse débitante de l'écoulement.

2.1.2 Coefficient R_v

L'estimation de R_v nécessite d'évaluer c_v , la célérité moyenne des tourbillons advectés du coin amont jusqu'au coin aval, en utilisant la méthodologie utilisée pour une configuration similaire par Mignot *et al.* (2016). Cette méthodologie consiste à suivre le trajet spatio-temporel des tourbillons le long de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal, en moyennant le temps de trajet de **40** tourbillons consécutifs le long de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal (voir figure III.5), pour ensuite calculer la vitesse moyenne des tourbillons sur la distance L . Les résultats sont tracés pour toutes les configurations de C_1

Il apparaît que la valeur de R_v reste à peu près constante avec la variation du nombre

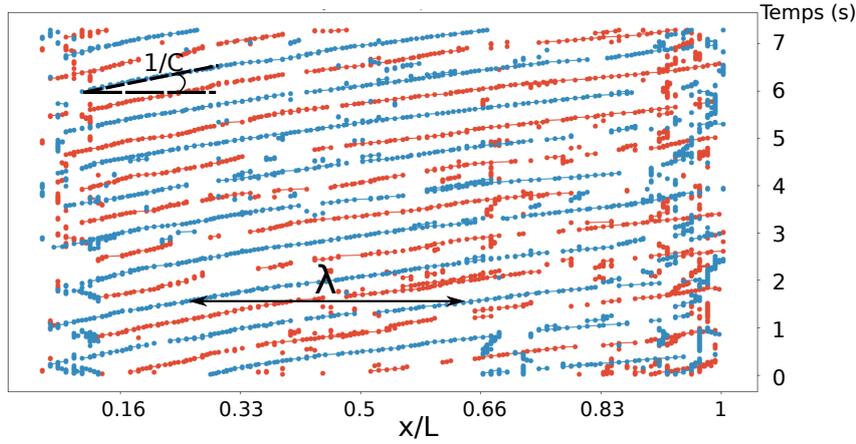


Figure III.5: Trajectoire spatio-temporelle des tourbillons de la couche de mélange pour la configuration C_1 , avec $Fr = 0.42$, les points rouges correspondent aux tourbillons tournant dans le sens horaire, les points bleus correspondent aux points dans le sens anti-horaire. Le coefficient directeur des trajectoires correspond à l'inverse de la vitesse des tourbillons.

de Froude, avec $R_v \approx 0.56$. Cette valeur est en bon accord avec la valeur de Rossiter (1964), ainsi qu'avec la plupart des travaux suivants en cavité acoustique dans le tableau III.1.

2.2 Validation du modèle de rétroaction pour la configuration C_1

On rappelle ici que la fréquence d'oscillation " f " représente à la fois la fréquence d'oscillation de surface au coin aval (mesurée par ultrason), la fréquence d'oscillation de l'ensemble du plan d'eau (mesurée par profilométrie par transformée de Fourier) et la fréquence du lâcher tourbillonnaire à l'interface entre la cavité et l'écoulement principal (mesurée par PIV). Ces **3** valeurs étant systématiquement identiques.

Sur la figure III.6a sont tracées les trois premières solutions du modèle de rétroaction (éq. III.16) avec des lignes pleines, pour $N = 1, 2, 3, \dots$, sans correction, soit avec $\Delta N = 0$. La figure III.6a montre également les **3** fréquences propres de la cavité selon l'équation III.11, à l'aide de traits pointillés horizontaux (équivalents aux modes de la table III.2). Le choix de ces **3** fréquences propres, parmi toutes celles disponibles selon l'équation III.16, est lié aux mesures présentées dans la suite. Le modèle de rétroaction est alors compatible avec ces fréquences propres de la cavité à chaque intersection entre les traits pleins et les pointillés, comme déjà observé par Kegerise (1999) pour le cas de cavité monophasique en air. Il est donc attendu que, pour une configuration d'écoulement donnée, la fréquence sélectionnée (mesurée) soit celle la plus proche d'une telle intersection.

Les mesures de fréquences d'oscillation de surface libre obtenues grâce aux mesures

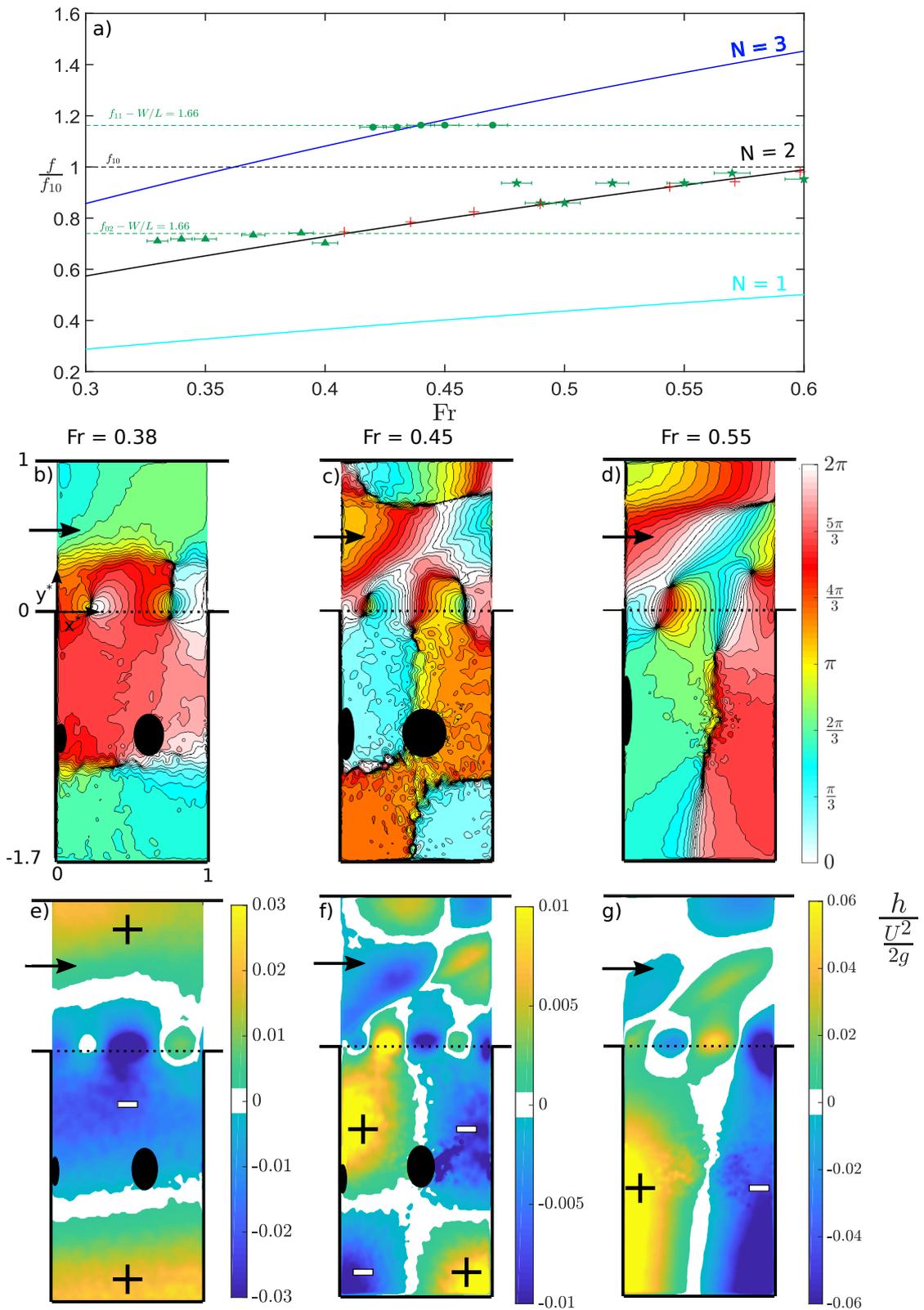


Figure III.6: Validation expérimentale du modèle de rétroaction. *a)*: Evolution de la fréquence normalisée d'oscillation de surface libre avec le nombre de Froude. Les croix rouges représentent les données de Wolfinger *et al.* (2012). Les courbes pleines obliques correspondent aux trois premiers modes ($N = 1, 2, 3...$) du modèle avec $\Delta N = 0$. Les lignes pointillées horizontales correspondent à des fréquences propres de la cavité. *b), c), d)*: carte de phase de l'oscillation de surface libre obtenue grâce à la profilométrie par projection de frange pour trois écoulements sélectionnés, un par série. La couleur de fond correspond à la phase ϕ_h du motif en chaque point (Eq. III.19). *e), f), g)*: Instantanée de la déformée de surface libre η par rapport au plan d'eau initial au repos, à l'instant du maximum d'oscillation. Certaines zones sont noircies pour matérialiser les zones aveugles dues à la réflexion directe de la lumière du vidéo-projecteur sur l'optique de la camera.

ultrasons au niveau du coin aval de la cavité sont tracées avec les symboles verts sur la figure III.6a pour la configuration C_1 (donc pour des nombres de Froude variant de **0.33** à **0.6**). Grâce à des mesures de profilométrie par transformée de Fourier, il est possible de vérifier que la fréquence d'oscillation de la surface libre dans toute la cavité est constante et bien égale à celle mesurée par ultrason (voir figure III.7). A la différence des mesures obtenues par Wolfinger *et al.* (2012) sur cette plage de nombres de Froude, représentées par les croix rouges sur la figure III.6, la fréquence d'oscillation n'augmente pas linéairement avec le nombre de Froude. Les mesures se répartissent sur trois zones distinctes avec des évolutions très faibles (alignement quasi-horizontaux des symboles verts par zone). Ces zones sont décrites ci-dessous, l'une après l'autre.

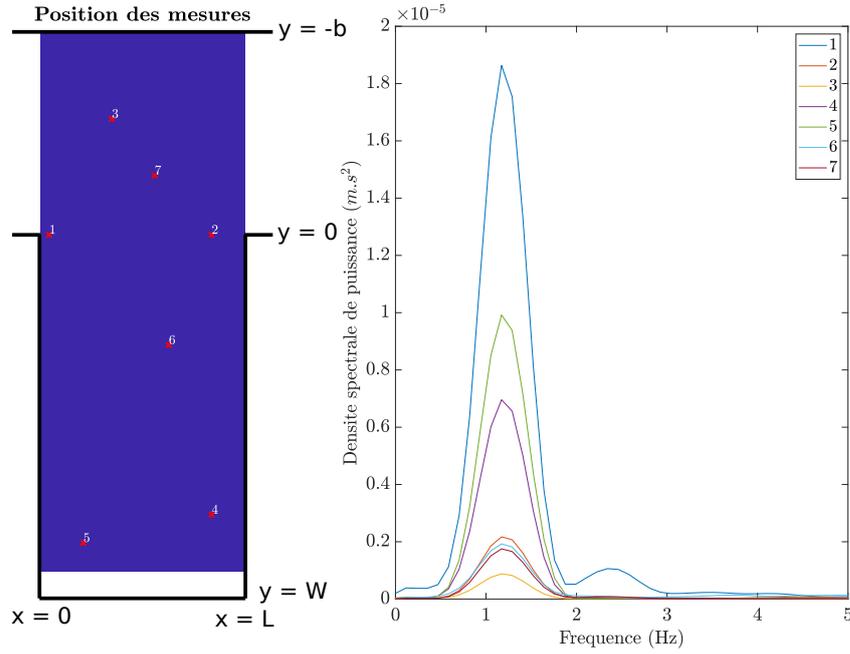


Figure III.7: Mesure de la fréquence d'oscillation dans la cavité. a) Schéma de la cavité et position des points de mesures. b) Densité spectrale de puissance à différents points dans la cavité.

2.2.1 Points de mesure pour la zone $0.33 < Fr < 0.4$

Dans cette gamme de nombres de Froude, la fréquence mesurée et tracée sur la figure III.6 est (1) relativement constante et égale à celle du mode propre noté f_{02} obtenu par l'équation III.11 et (2) proche de la fréquence équivalente à la solution du modèle de rétroaction (Eq. III.16) pour $N = 2$.

a Vérification du mode propre

Pour vérifier que la déformée de surface libre correspond effectivement à un mode d'oscillation à 2 noeuds suivant l'axe y et donc de fréquence égale à f_{02} , des mesures par profilométrie par transformée de Fourier sont réalisées. La figure III.6b montre une carte de phase de l'oscillation pour un nombre de Froude de **0.38**. Cette carte de phase ne doit pas être confondue avec la phase du motif utilisée pour le calcul de hauteur d'eau (2.2). Cette phase ϕ_h correspond à la phase spatiale de l'oscillation de surface libre, obtenue en projetant le champ scalaire de déplacement de surface libre sur le mode de Fourier correspondant à la fréquence pic d'oscillation temporelle $f = \omega/2\pi$:

$$\phi_h = \phi \left(\sum_{t=0}^{t=T_{acq}} \eta \times e^{-i\omega t} \right), \quad (\text{III.19})$$

avec ω la pulsation de l'oscillation, T_{acq} la durée d'acquisition, η la variation de hauteur d'eau autour de la hauteur moyenne et ϕ la phase. Cette carte de phase, multipliée par la valeur moyenne quadratique de l'amplitude d'oscillation, permet d'obtenir une estimation instantanée, filtrée, de la déformation de surface libre à n'importe quel instant de la période. La figure III.6e montre une telle déformation instantanée pour cette configuration (avec un nombre de Froude de **0.35**), et révèle deux ventres de l'oscillation au niveau des murs de la cavité ($y = -W$) et dans le canal principal ($y = b$), un creux de l'oscillation au milieu de la cavité ainsi que deux nœuds, représentés par des lignes blanches alignées avec l'axe x . Cette déformée confirme que le mode propre excité est le mode propre associé à la fréquence f_{02} . Une déformée qualitativement similaire est mesurée pour tous les points de mesure de la zone, soit $0.33 < Fr < 0.4$. Nous ne montrerons donc pas ici les cartes de phases et d'instantanées des autres écoulements de cette série, du fait de la grande similitude de ces figures. Des triangles verts pleins sont utilisés comme symboles représentant les mesures présentant un mode propre f_{02} pour toutes les mesures à $Fr < 0.4$.

b Vérification du modèle de rétroaction

Il est aussi possible de vérifier la validité du modèle de rétroaction, en estimant la valeur expérimentale de N , notée N_e , en utilisant l'équation III.14, soit $N_e = Lf/c_v + Lf/c = N_v + N_g$, avec f et c_v mesurées comme décrit ci-dessus, et c obtenus par l'équation III.12. Par exemple, pour la configuration C_1 , avec $Fr = 0.38$, on obtient $N_v = 1.72$, $N_g = 0.39$, soit $N_e = 2.11$. Le résultat de ce calcul pour tous les autres points de mesure de cette zone montre que $N_e = [2.05, 2.42]$, soit une valeur très proche de la valeur analytique attendue $N = 2$. Ces deux estimations permettent donc de vérifier que les configurations avec $Fr < 0.4$ correspondent à la fois à un mode propre, avec $f = f_{02}$, à deux nœuds alignés suivant l'axe y , et à la fois à une solution du modèle de rétroaction pour $N = 2$. A noter, cependant, que N_e est légèrement supérieur à $N = 2$ pour les mesures disponibles par PIV dans cette série (figure III.8a), ce qui correspond à une fréquence mesurée f légèrement supérieure à celle prédite par le mode $N = 2$ du modèle de rétroaction sur la figure III.6a et la figure III.8a.

c Synchronisation entre mode propre et dynamique tourbillonnaire

La figure III.9 montre la déformée de surface libre pour plusieurs instants au cours d'une période pour la mesure à $Fr = 0.38$. Au niveau de la couche de mélange, des zones de dépression, c'est à dire de déformée η négatives, sont visibles entre deux zones de surpression. Ali (2012) réalise des études numériques en cavité latérale à surface libre, et observe, au niveau de la couche de mélange: des creux (dépressions) de surface libre au centre des tourbillons (zones où la force centrifuge induit une dépression) et des crêtes entre les tourbillons successifs (processus également observé dans les travaux de Kimura & Hosoda (1997)). Sur la figure III.9, les zones bleues le long de la couche

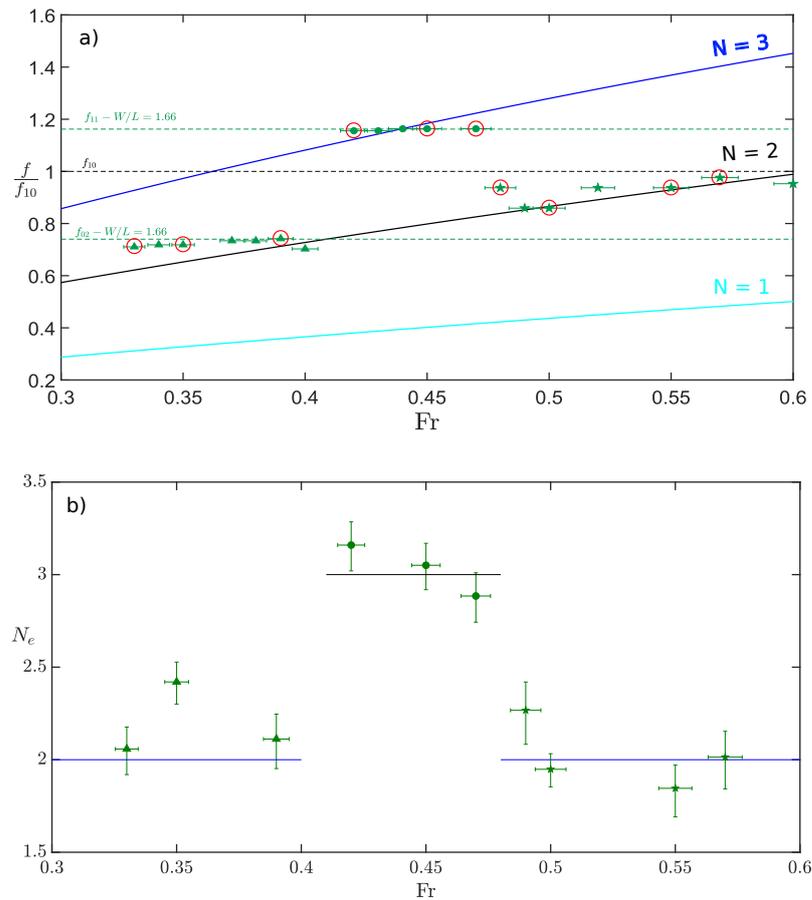


Figure III.8: a) Figure identique à la figure III.6a. Les ronds rouges indiquent qu'une mesure PIV de ce point a été réalisée b) Valeur de N_e pour les 3 zones distinguées. Les valeurs théoriques des modes propres sont tracées en traits pleins horizontaux

de mélange correspondent donc aux tourbillons, déjà observés par PIV (figure III.5). Cette figure (III.9) confirme que **1** à **2** tourbillons sont présents simultanément dans la couche de mélange. Sur cette figure, $t/T = 0$ est défini comme l'instant de maximum de surélévation (crête) aux murs opposés du canal et de la cavité pour cette oscillation transverse. Un tourbillon est généré au coin amont de la cavité à $t/T \approx 0.125$, correspondant à un creux au niveau de la couche de mélange. Il est ensuite advecté vers l'aval et reste observable sur une durée proche de **1.8** périodes. En effet, sur la figure III.9, un tourbillon impacte le coin aval à $t/T = 0.875 - 0$, soit juste avant la génération d'un nouveau tourbillon à la fin de la période. On note donc que les générations et disparitions de tourbillons coïncident avec la présence de creux au niveau de la couche de mélange. L'observation d'un peu moins de **2** tourbillons consécutifs dans la couche de mélange confirme l'estimation de $Nv = 1.72$ au paragraphe précédent.

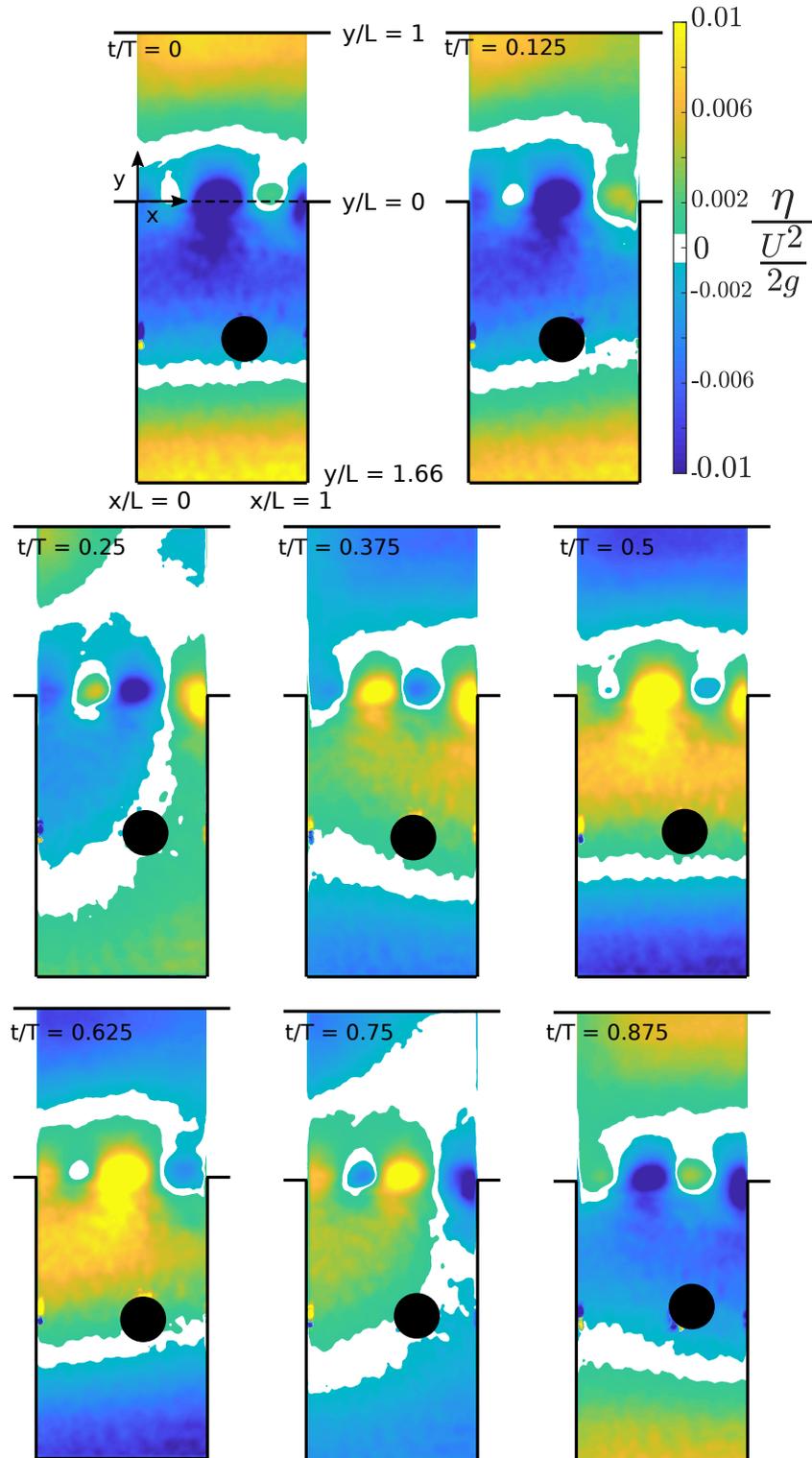


Figure III.9: Instantanées de la déformée de surface libre η par rapport au plan d'eau initial au repos pour plusieurs instants au cours d'une période, pour un nombre de Froude égal à **0.38**. Certaines zones sont noircies pour matérialiser les zones aveugles dues à la réflexion directe de la lumière du vidéo-projecteur sur l'optique de la camera.

2.2.2 Points de mesures pour $0.4 < Fr < 0.48$

De façon similaire, pour un nombre de Froude $0.4 < Fr < 0.48$, la figure III.6a montre que les fréquences d'oscillations de surface libre sont très proches du mode f_{11} ainsi que du mode $N = 3$ du modèle de rétroaction.

a Vérification du mode propre

Il s'agit donc de vérifier que le mode propre de surface libre qui a lieu est bien un mode avec un nœud suivant x , et un autre suivant y ($n_x = 1$ et $n_y = 1$). La carte de phase (III.6c) ainsi que l'instantané (III.6f), pour l'écoulement C_1 avec $Fr = 0.45$, révèlent un motif en damier, avec deux crêtes: une au coin amont de la couche de mélange ($x = 0$ et $y = 0$), et une au coin diamétralement opposé ($x = L$ et $y = -W$) ainsi que deux creux, un au coin aval de la couche de mélange ($x = L$ et $y = 0$) ainsi qu'un au coin diamétralement opposé ($x = 0$ et $y = -W$). Deux nœuds sont également visibles, au centre de la cavité, dirigés selon les axes x et y . Le mode propre f_{11} est donc confirmé. Par ailleurs ce mode propre est observé pour tous les points de mesures dont le nombre de Froude est compris entre $0.4 < Fr < 0.48$, et sont représentés par des cercles verts pleins sur la figure III.6.

b Vérification du modèle de rétroaction

Afin de vérifier le modèle de rétroaction pour la configuration C_1 avec $Fr = 0.45$, on peut calculer $N_v = 2.4$ et $N_g = 0.65$, soit $N_e = 3.05$. Dans cette zone ($0.4 < Fr < 0.48$), $N_e = [2.88, 3.16]$, pour les 3 mesures disponibles, ce qui est conforme avec la valeur analytique attendue $N = 3$. Il est intéressant de noter sur la figure III.8b que (i) $N_e > N$ lorsque la fréquence mesurée est supérieure à celle prédite par le mode $N = 3$ du modèle de rétroaction (pour $Fr = 0.42$), (ii) $N_e = 3.05$ est très proche de $N = 3$ lorsque la fréquence mesurée est en bon accord avec celle du mode de rétroaction $N = 3$ (et donc proche de l'intersection entre le mode propre de surface libre et le mode de rétroaction sur la figure III.8a) et (iii) $N_e < N$ avec une fréquence mesurée inférieure à celle prédite par le mode de rétroaction $N = 3$ ($Fr = 0.47$). Cette observation laisse penser que le modèle de rétroaction n'est parfaitement respecté (dans nos mesures) qu'aux intersections avec les modes propres d'oscillation de surface libre.

c Synchronisation entre mode propre et dynamique tourbillonnaire

La figure III.10 montre la déformée de surface libre pour plusieurs instants au cours d'une période pour la mesure à $Fr = 0.45$. Ici, $t/T = 0$ est défini comme l'instant de creux maximum dans le quart de damier le plus proche du coin amont de la cavité. Il apparaît que 2 à 3 tourbillons successifs sont observables simultanément dans la couche de mélange. Chaque tourbillon est généré au coin amont de la cavité pour $t/T \approx$

0.125 avec un creux proche du coin amont. Il est ensuite advecté vers l'aval et reste observable durant environ **2.25** périodes. A $t/T = \mathbf{0.375}$, le tourbillon le plus aval est en train d'impacter le coin aval de la cavité. Tout comme pour la série précédente avec une oscillation transverse (figure III.9), les générations et disparitions de tourbillons coïncident avec la présence de creux au niveau du coin correspondant (amont pour la génération et aval pour la disparition). L'observation de **2** à **3** tourbillons consécutifs dans la couche de mélange confirme l'estimation de $Nv = \mathbf{2.4}$ faite au paragraphe précédent.

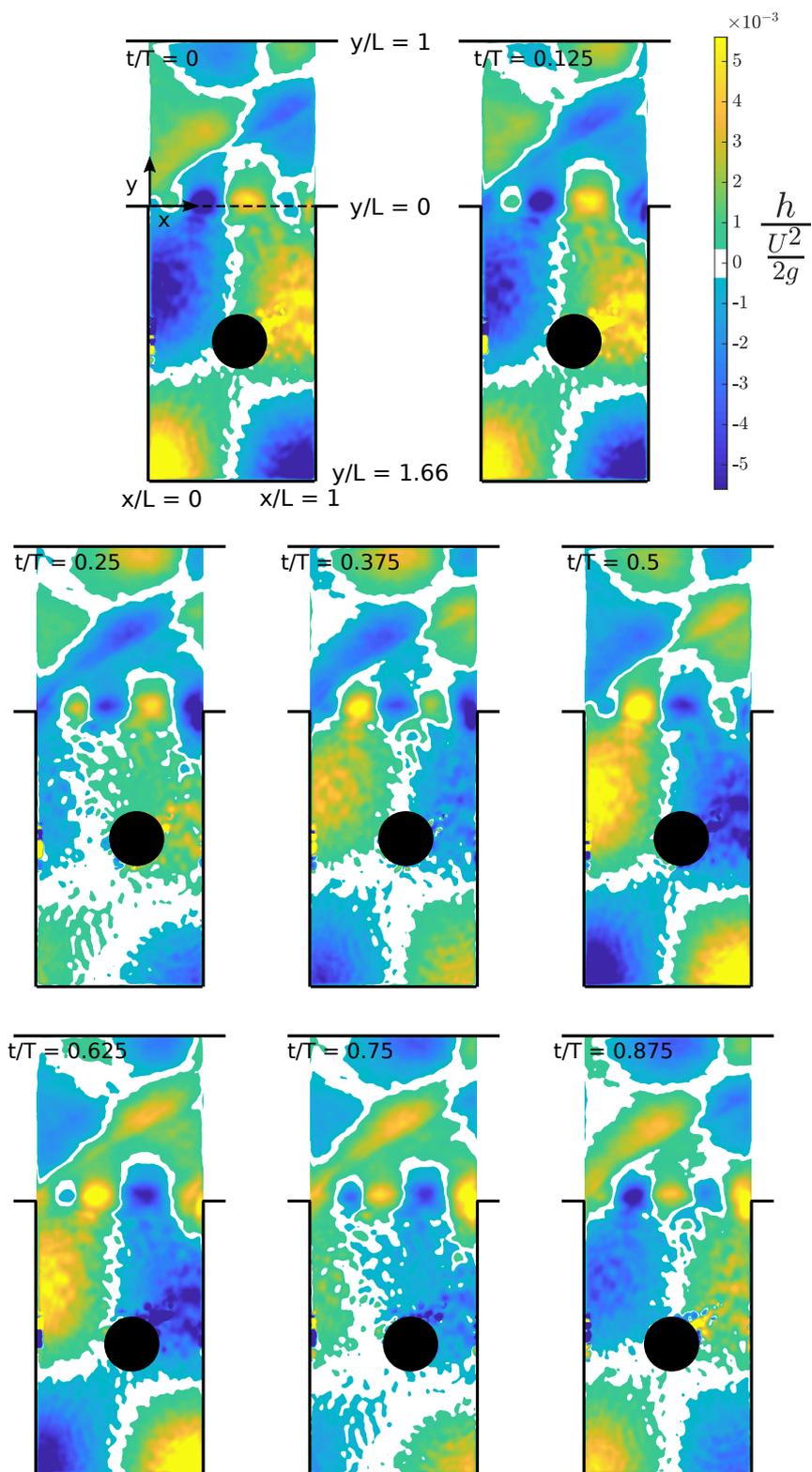


Figure III.10: Instantanées de la déformée de surface libre η par rapport au plan d'eau initial au repos pour plusieurs instants au cours d'une période, pour un nombre de Froude égal à **0.45**. Certaines zones sont noircies pour matérialiser les zones aveugles dues à la réflexion directe de la lumière du vidéo-projecteur sur l'optique de la camera.

2.2.3 Points de mesures pour la zone $0.48 < Fr < 0.6$

Finalement, pour la 3^{eme} série de points à bas nombre de Froude, les fréquences d'oscillation sont proches du mode de rétroaction $N = 2$, et relativement proches du mode propre de cavité f_{10} .

a Vérification du modèle

Les cartes de phase ainsi que les instantanées de déformation de surface libre pour le cas $Fr = 0.55$ (voir figure III.6d et g) montrent une crête et un creux le long des murs latéraux (amont et aval) de la cavité, avec un nœud unique dans la direction y au milieu. Cette déformée confirme que les oscillations suivent le mode propre de fréquence $f = f_{10}$. Pour tous les points de mesure dans la gamme de nombres de Froude $0.48 < Fr < 0.6$, la même déformée est mesurée, et ces points sont représentés par des étoiles.

b Vérification du modèle de rétroaction

L'estimation expérimentale de la valeur de N pour un nombre de Froude de 0.52 donne $N_v = 1.5$, $N_g = 0.45$, soit $N_e = 1.95$. Pour les 4 mesures à $0.48 < F < 0.6$, $N_e = [1.85, 2.16]$, ce qui est conforme au mode propre théorique attendu de $N = 2$. Il est intéressant de noter sur la figure III.8b que la même tendance que pour la série précédente est retrouvée: $N_e > N$ lorsque la fréquence mesurée est supérieure à celle attendue par le modèle de rétroaction (et inversement), sauf pour la mesure à $Fr = 0.55$ où N_e est inférieure à $N = 2$ alors que la fréquence mesurée est très proche de la fréquence prédite par le modèle de rétroaction (voir figure III.8a).

c Synchronisation entre mode propre et dynamique tourbillonnaire

La figure III.11 montre l'évolution temporelle de la déformée de surface libre au cours d'une période pour la mesure à $Fr = 0.55$. Ici, $t/T = 0$ est défini ici comme l'instant où un creux maximum a lieu le long de la paroi amont de la cavité ($x = 0$). Il apparaît que un peu moins de 2 tourbillons successifs sont observables simultanément dans la couche de mélange. Chaque tourbillon est généré au coin amont de la cavité à $t/T \approx 0$ (avec un creux proche du coin amont). Il est ensuite advecté vers l'aval et reste observable durant environ $1.5 - 1.625$ périodes. En effet, pour $t/T \approx 0.5 - 0.625$, le tourbillon aval est en train d'impacter le coin aval de la cavité. Encore une fois, les générations et disparitions de tourbillons coïncident à des creux au niveau du coin correspondant (amont pour la génération et aval pour la disparition). L'observation d'un peu moins de 2 tourbillons consécutifs dans la couche de mélange confirme l'estimation de $N_v = 1.5$ faite au paragraphe précédent.

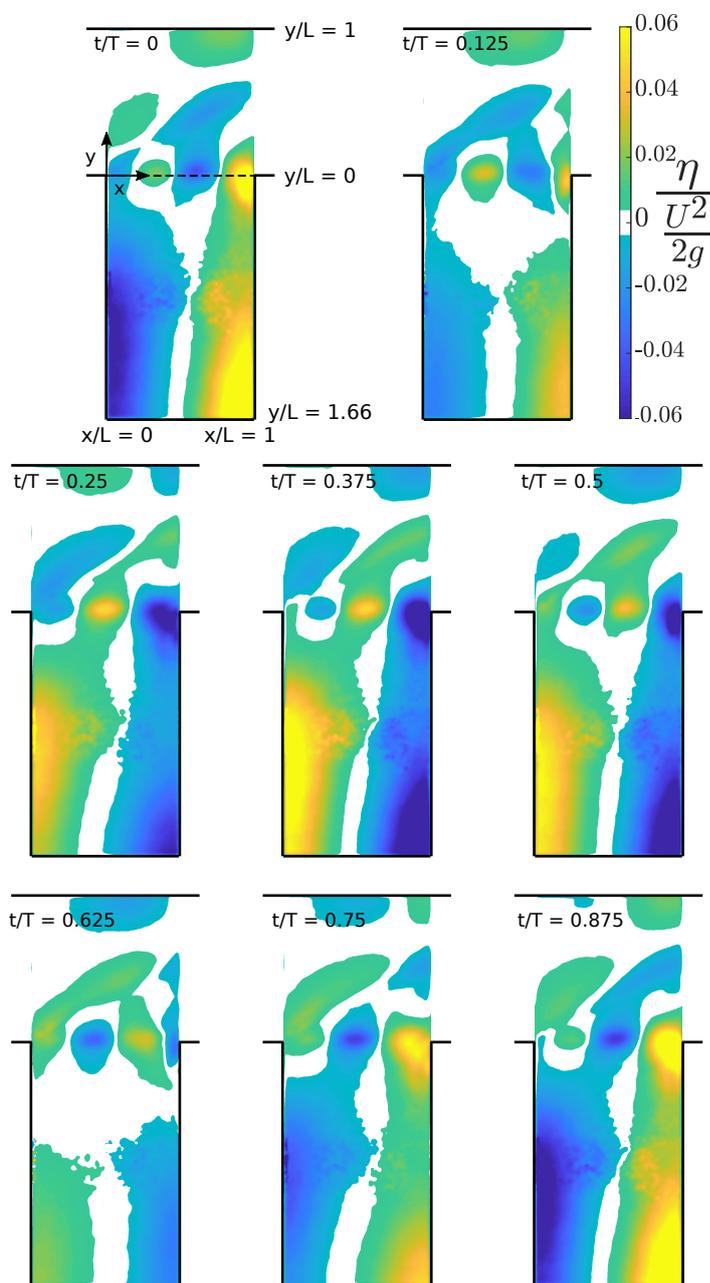


Figure III.11: Instantanées de la déformée de surface libre η par rapport au plan d'eau initial au repos pour plusieurs instants au cours d'une période, pour un nombre de Froude égal à **0.55**. Certaines zones sont noircies pour cacher les erreurs de mesures dues à la réflexion direct de la lumière du vidéo-projecteur sur l'optique de la camera.

Processus	Etat du plan d'eau		
	Mode transversal $f = f_{02}$	Mode bidimensionnel $f = f_{11}$	Mode longitudinal $f = f_{10}$
Génération d'un tourbillon	Crête de l'oscillation le long du mur latéral du canal ($y = L$) et creux de l'oscillation au niveau de la couche de mélange	Creux de l'oscillation dans la zone proche du coin amont ($x = 0$)	Creux de l'oscillation le long de la paroi amont ($x = 0$) et crête le long de la paroi aval ($x = L$) de la cavité
Disparition d'un tourbillon	Crête de l'oscillation le long du mur latéral du canal $y = L$ et creux au niveau de la couche de mélange	Creux de l'oscillation dans la zone proche du coin aval ($x = L$)	Crête de l'oscillation le long de la paroi amont ($x = 0$) et creux le long de la paroi aval ($x = L$) de la cavité
Longueur d'onde	$\lambda_v \approx 0.56L$	$\lambda_v \approx 0.44L$	$\lambda_v \approx \frac{2L}{3}$
Nombre de tourbillons simultanés	2 durant $\approx 1.8T$, puis 1 durant les 0.2T restant	3 durant 2.25T puis 2 durant 0.75T	2 durant $T/2$ puis 1 durant $T/2$

Table III.4: Dynamique tourbillonnaire observée en fonction du mode propre d'oscillation de surface libre dans la cavité

Les différentes remarques quant à la synchronisation des tourbillons de la couche de mélange et des oscillations de surface libre sont résumées dans le tableau III.4.

Pour les **3** séries de points, on observe que les oscillations de surface libre correspondent bien à un mode propre de cavité, et que les fréquences d'oscillations sont cohérentes avec un mode du modèle de rétroaction. Ainsi, la sélection de la fréquence d'oscillation correspond à une double résonance, localisée à l'intersection entre les lignes pleines (pour le modèle de rétroaction Eq. III.16) et les lignes pointillées (pour les modes propres Eq. III.11) sur la figure III.6. Pour chaque mode d'oscillation, les tourbillons sont générés, puis disparaissent systématiquement lorsqu'un creux de l'oscillation est proche du coin correspondant de la cavité.

2.2.4 Remarques

a Remarque 1: variante du modèle de rétroaction (Eq. III.18)

Il est également possible de tracer l'équivalent de la figure III.6a en utilisant cette fois-ci le modèle prenant en compte la vitesse à l'interface à travers le coefficient \mathbf{R}_i . Dans ce cas, le modèle sans correction $\Delta\mathbf{N} = \mathbf{0}$ diffère substantiellement des mesures. Une méthode des moindres carrés est alors utilisée afin de déterminer le meilleur facteur correctif $\Delta\mathbf{N}$ permettant d'ajuster les fréquences mesurées avec les solutions du modèle de rétroaction. Cet ajustement suggère $\Delta\mathbf{N} = \mathbf{0.21}$. Cette valeur de correction se situe dans la gamme proposée par la littérature en cavité acoustique (voir tableau III.1). Le modèle prédit alors des fréquences très proches des mesures, et similaires au modèle sans vitesse d'interface (voir figure III.12, à comparer avec la figure III.6a).

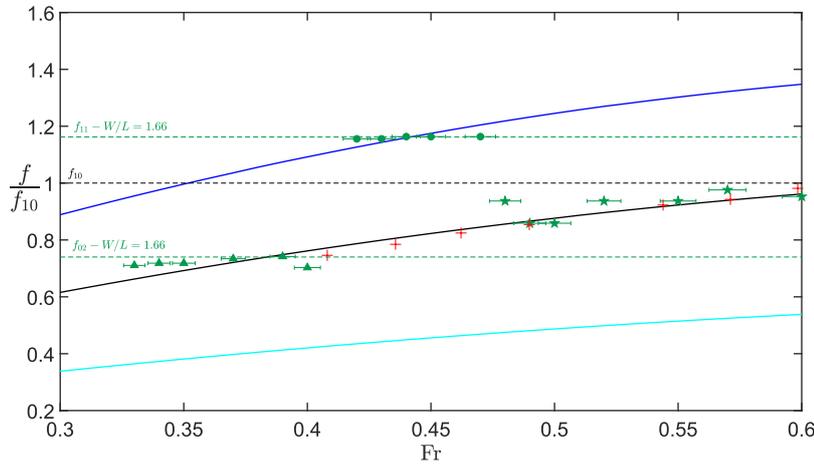


Figure III.12: Figure analogue à la figure III.6 mais en utilisant comme modèle de rétroaction l'équation III.18 au lieu de l'équation III.16. Les lignes pleines correspondent aux trois premiers modes ($\mathbf{N} = \mathbf{1, 2, 3...}$) du modèle (Eq. III.18) avec $\Delta\mathbf{N} = \mathbf{0.21}$ issu d'un ajustement expérimental et $\mathbf{R}_i = \mathbf{0.54}$. Les lignes pointillées correspondent aux fréquences propres de la cavité.

Ainsi, il n'est pas possible de trancher sur la pertinence et l'exactitude d'un modèle (équation III.16 avec $\mathbf{R}_i = \mathbf{0}$ et $\Delta\mathbf{N} = \mathbf{0}$) par rapport à l'autre (équation III.18 avec $\mathbf{R}_i = \mathbf{0.54}$ et $\Delta\mathbf{N} = \mathbf{0.21}$). En effet, il est impossible, avec les moyens expérimentaux utilisés, d'identifier correctement le trajet des ondes de gravité de rétroaction, qui sont masquées par les ondes stationnaires formant le mode propre, ainsi que par les déformées de surface induites par les tourbillons de la couche de mélange. L'avantage du modèle prenant en compte la vitesse de l'écoulement à l'interface sur la propagation d'aval en amont des ondes de rétroaction (Eq. III.18) est qu'il propose un trajet précis, basé sur la géométrie de la cavité. Cependant, pour que les solutions de ce modèle soient cohérentes

avec les mesures, il est nécessaire d'ajouter un paramètre empirique, proposé dans la littérature, dont l'explication physique reste incertaine.

b Remarque 2: Ondes quasi-stationnaires

Les cartes de phase montrées sur la figure III.6b-c-d ne correspondent pas parfaitement aux cartes de phases théoriques attendues (figure I.26). L'origine de cette différence est attribuée à la cellule de recirculation qui génère une vitesse moyenne non nulle au sein de l'écoulement. Cette vitesse non nulle a un effet d'advection sur les ondes qui se propagent dans la cavité, et déforme légèrement la répartition des phases.

Pour les ondes transverses qui traversent le canal III.6b, l'écoulement 1D du canal affecte aussi l'oscillation de surface libre, en les advectant hors de la cavité, dans le canal principal. Pour le cas f_{02} , les lignes noires correspondant aux lignes d'iso-phases, doivent théoriquement être concentrées sur une ligne unique. Sur la figure III.6b, ces lignes semblent quelque peu tourner autour du centre de la cavité sous l'effet de la cellule de recirculation. Le même phénomène est bien visible pour le cas f_{10} sur la figure III.6d: le nœud aligné suivant y à $x/L = L/2$ n'est pas parfaitement fin et droit. Il est incliné vers l'aval sur la partie proche de l'interface de la cavité ($y/L < W/2$) et vers l'amont de la cavité dans la partie loin de l'interface ($y/L > W/2$). En conséquence, les formes de déformées de surface libre diffèrent légèrement des cas idéaux en bassins fermés. De plus, les tourbillons de la couche de mélange, dont la déformée de surface libre est induite par la dépression en leur centre par effet centrifuge, perturbent la répartition de phase due au mode propre de cavité (voir figure III.6b-d). Ainsi la zone autour de la couche de mélange est affectée par la propagation des tourbillons.

Au final, ces ondes ne sont pas parfaitement stationnaires, mais semblent quasi-stationnaires, avec la position des nœuds oscillant légèrement spatialement au cours du temps.

2.3 Généralisation pour les autres configurations C_2, C_3, C_4 et les données de la littérature

a Autres configurations mesurées

Les résultats de la partie précédente ont été obtenus pour un seul rapport d'aspect de cavité, et une seule hauteur d'eau. Nous vérifions ici que les conclusions tirées de l'étude approfondie d'un écoulement et d'une géométrie de cavité sont également valables pour plusieurs rapports d'aspect géométriques (figure III.13).

La figure III.13a trace tout d'abord l'évolution de la fréquence d'oscillation de la surface en fonction du nombre de Froude, pour un rapport d'aspect $W/L = 2$ et une profondeur d'eau adimensionnelle $h/L = 0.19$. Le comportement est similaire au cas étudié précédemment (figure III.6), avec concordance entre les modes propres d'oscillation de surface libre et les modes du modèles de rétroaction. Cependant, un comportement inattendu est observé pour 3 écoulements, à $Fr = 0.25, 0.27$ et 0.54 où la fréquence corre-

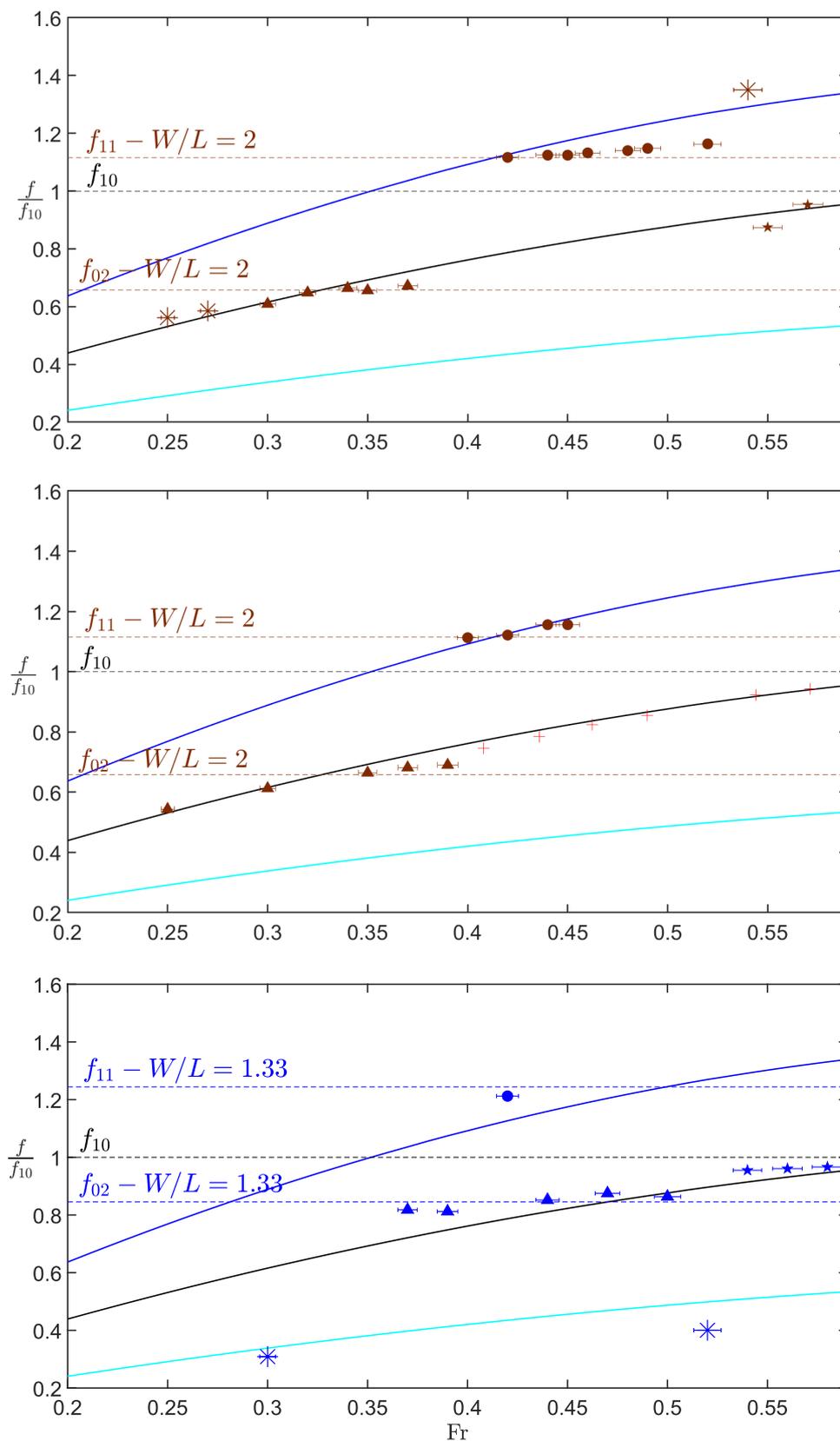


Figure III.13: Évolution de la fréquence d'oscillation de la surface libre pour différents rapports d'aspect géométrique et hauteurs d'eau. a) $W/L = 2$ et $h/L = 0.19$, b) $W/L = 2$ et $h/L = 0.15$, c) $W/L = 1.33$ et $h/L = 0.19$. Les triangles correspondent à un mode propre f_{02} . Les ronds correspondent à un mode propre f_{11} . Les étoiles correspondent à un mode propre f_{10} .

spond uniquement à une solution du modèle de rétroaction, et la forme de l'oscillation de surface libre ne correspond à aucun mode propre de cavité. Des expériences effectuées à une date différente, permettent de confirmer ces points.

Le comportement général de la cavité est identique pour les autres rapports d'aspect et hauteurs d'eau (voir figure III.13b-c), d'autres points en accord uniquement avec le modèle de rétroaction, ne présentant aucune forme de surface libre correspondant à un mode propre de cavité, ont été observés. Ces comportements atypiques ne sont pas expliqués à ce jour, et restent une question ouverte.

b Comparaison avec les données de Wolfinger *et al.* (2012)

Les données de Wolfinger *et al.* (2012) sont tracées dans la figure III.6a, en croix rouges pour un rapport d'aspect géométrique $W/L = 1.5$, et une hauteur d'eau $h/L = 0.125$. Ces données sont tracées de nouveau, seule et avec les indications de fréquences de modes propres de surface libre, dans la figure III.14.

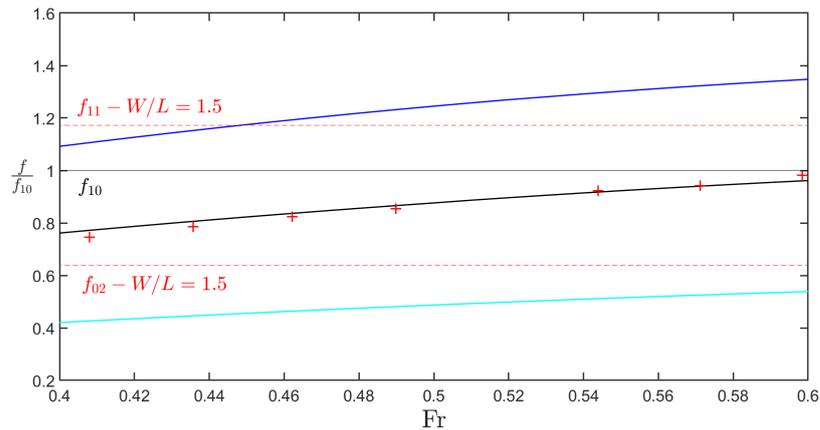


Figure III.14: Evolution de la fréquence normalisée d'oscillation de surface libre avec le nombre de Froude issue des mesures de Wolfinger *et al.* (2012). Les courbes pleines obliques correspondent aux trois premiers modes ($N = 1, 2, 3...$) du modèle avec $\Delta N = 0$. Les lignes pointillées horizontales correspondent à des fréquences propres de la cavité.

Elles correspondent, sur toute la gamme de nombres de Froude $0.4 < Fr < 0.6$, au mode du modèle de rétroaction $N = 2$. Sur toute cette gamme de nombre de Froude, aucun saut de fréquence n'est visible, et aucun accrochage sur un mode propre de surface libre n'est observé. Or, pour toute cette gamme, il n'y a qu'une intersection (pour $Fr \approx 0.45$) entre un mode du modèle de rétroaction et un mode propre d'oscillation de surface libre. Cela explique que les fréquences sont toujours égales à $N = 2$. Le seul saut possible dans la configuration de Wolfinger *et al.* (2012) se situe entre le mode

$N = 3$ et le mode propre f_{11} . En l'absence de détails expérimentaux, il est possible d'imaginer que certains phénomènes puissent expliquer l'absence de saut, tel que, par exemple, un phénomène d'hysteresis.

En définitif, ces expériences confirment la validité du modèle, mais à l'instar des mesures réalisées dans cette thèse, laissent la question des sauts ouverte, cependant toujours en lien avec les intersections de modèle de rétroaction et de mode propre.

3 Conclusion

En résumé, les deux processus majeurs que sont **(1)** le lâcher tourbillonnaire dans la couche de mélange ainsi que **(2)** l'oscillation de surface libre dans la cavité sont chacun soumis à un phénomène de résonance.

Un modèle, dit de "rétroaction", a été adapté du domaine acoustique au domaine hydraulique, afin de prédire un nombre discret de fréquences disponibles.

- Dans le cas où ces fréquences disponibles sont toutes éloignées d'une fréquence d'un mode propre, ce modèle permet d'expliquer complètement la sélection de la fréquence du lâcher tourbillonnaire, ainsi que la fréquence d'oscillation de la surface libre au coin aval.
- Pour les configurations où les fréquences du modèle de rétroaction sont proches des fréquences des modes propres, les fréquences mesurées sont "accrochées", de sorte que les deux processus soient satisfaits simultanément. Cependant, au vue des faibles amplitudes d'oscillation de la surface libre, il est difficile de suivre la position des nœuds de l'oscillation dans le temps, et donc de conclure sur la nature stationnaire ou quasi-stationnaire des ondes. Il est donc difficile de savoir si un mode propre est sélectionné, ou si il est simplement excité par une fréquence du modèle de rétroaction proche.

De plus, pour certains écoulements plusieurs intersections, ou concordances entre les deux phénomènes, sont disponibles. Par exemple, pour un nombre de Froude de **0.35**, **2** intersections sont disponibles. Une entre le mode de rétroaction $N = 3$ et le mode mode propre f_{10} , et une autre entre le mode de rétroaction $N = 2$ et le mode propre f_{02} , cependant la fréquence sélectionnée correspond uniquement à la concordance entre f_{02} et $N = 2$. Pour ces cas d'écoulement particuliers, la sélection de la "meilleure" concordance entre les deux phénomènes est toujours une question ouverte.

Nous avons observé (sur la figure III.4b) que la célérité des vortex, normalisée par la vitesse débitante, reste constante, quel que soit le nombre de Froude. Ainsi, selon la formule $c = \lambda f$, c'est la longueur d'onde du train de tourbillons λ qui s'ajuste ici, pour chaque configuration d'écoulements, afin de satisfaire les conditions de résonance sur la fréquence d'oscillation. Cet ajustement entraîne, pour les cas où il y a accrochage (deuxième item ci-dessus), une valeur de N_e légèrement différente de la valeur théorique N (figure III.13).

Chapitre IV

Configuration à haut nombre de Froude

La partie introductive de ce manuscrit a montré que, notamment à l'aide des travaux de Wolfinger *et al.* (2012), la couche de mélange et la déformée de surface libre se comportent de façon différente pour les bas et hauts nombres de Froude, avec une augmentation de la fréquence d'oscillation avec l'augmentation du nombre de Froude pour $Fr < 0.6$, et une stabilisation de cette fréquence pour $Fr \geq 0.6$. De plus, ces auteurs ont montré que l'amplitude des oscillations de surface libre augmente nettement dès que le nombre de Froude est supérieur à 0.5 .

Le chapitre (III) a tout d'abord eu pour objet d'étude la couche de mélange pour les bas nombres de Froude $Fr < 0.6$, notamment la fréquence de lâcher tourbillonnaire et les effets de celui-ci sur la surface libre. Ce quatrième chapitre se consacre désormais au lâcher tourbillonnaire et aux oscillations de surface libre pour les hauts nombres de Froude $Fr > 0.6$.

1 Complément bibliographique

L'introduction (I) a présenté un état de l'art général des travaux concernant les cavités latérales à surface libre. Pour les configurations à haut nombre de Froude, cette partie la complète en se focalisant notamment sur les oscillations de surface libre.

Ces oscillations de grande amplitude dans les cavités latérales peuvent être induites, on l'a vu, par des ondes provenant de l'extérieur de la cavité ou être auto-entretenuës. Dans le premier cas, les oscillations sont formées par des ondes incidentes, générées par un processus extérieur à la cavité, tel que les vagues provenant du large. Ces ondes peuvent être générées par le vent, le sillage des bateaux, des séismes, des pluies intenses, ou même des crues des affluents (Ardhuin *et al.*, 2010; Pons *et al.*, 2008). Concernant les oscillations auto-entretenuës, Tsubaki & Fujita (2006) expliquent leurs origines par un

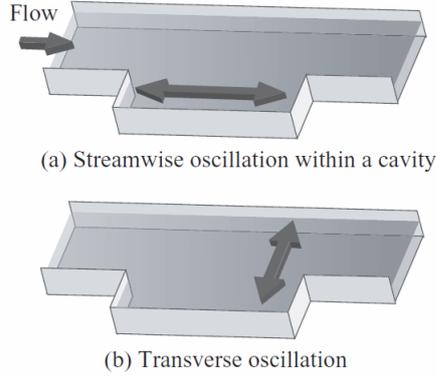


Figure IV.1: Les deux types de modes propres d'oscillation de surface libre observés pour des nombres de Froude élevés par Tsubaki & Fujita (2006).

mécanisme de rétroaction entre les tourbillons de la couche de mélange et des modes de résonance de la cavité, de façon similaire à ce qui a été décrit dans le chapitre sur les bas nombres de Froude (III). Cependant, pour les hauts nombres de Froude, les oscillations mesurées dans la littérature présentent des amplitudes d'oscillation très élevées, allant jusque **15%** de la profondeur d'eau. Ces auteurs observent alors deux modes propres possibles. Un mode propre de direction longitudinal et un mode propre de direction transverse. Tsubaki & Fujita (2006) réalisent des mesures en laboratoire. Le rapport d'aspect utilisé est $\mathbf{W}/\mathbf{L} = \mathbf{0.2}$, soit $(\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L} = \mathbf{0.6}$, et la hauteur d'eau est variée de $\mathbf{h}/\mathbf{L} = \mathbf{0.2}$ à $\mathbf{0.5}$ et un nombre de Froude compris entre **0.32** et **1.05**. La déformée de surface libre est mesurée par stéréoscopie, puis analysée par POD (analogue à la technique décrite au chapitre II) pour définir les longueurs d'onde des modes propres excités (voir figure IV.1). Enfin, les périodes d'oscillation mesurées sont comparées avec les périodes théoriques des modes propres de cavité (voir tableau III.2 du chapitre III). Contrairement aux résultats présentés dans la partie à bas nombre de Froude, les périodes mesurées ne correspondent pas systématiquement à des modes propres de cavité close (voir I.26). Tsubaki & Fujita (2006) observent en effet pour certaines configurations des périodes correspondant à des résonances de cavité semi close:

$$\mathbf{T} = \frac{4\lambda}{(2n - 1)\sqrt{g\mathbf{h}}}, \quad (\text{IV.1})$$

avec \mathbf{T} la période d'oscillation, \mathbf{n} le mode de l'oscillation et λ la longueur d'onde. Ils observent également des périodes d'oscillation correspondant à une cavité présentant une vitesse moyenne non nulle, qui affecte l'advection aller et retour des ondes de gravité

$$\mathbf{T} = \frac{\mathbf{L}}{n(\sqrt{g\mathbf{h}} + \mathbf{v})} + \frac{\mathbf{L}}{n(\sqrt{g\mathbf{h}} - \mathbf{v})}, \quad (\text{IV.2})$$

avec \mathbf{v} la vitesse moyenne de l'écoulement dans la cavité. Dans leur cas, ils considèrent l'écoulement dans une cavité comprenant le canal principal, et dont la vitesse débitante

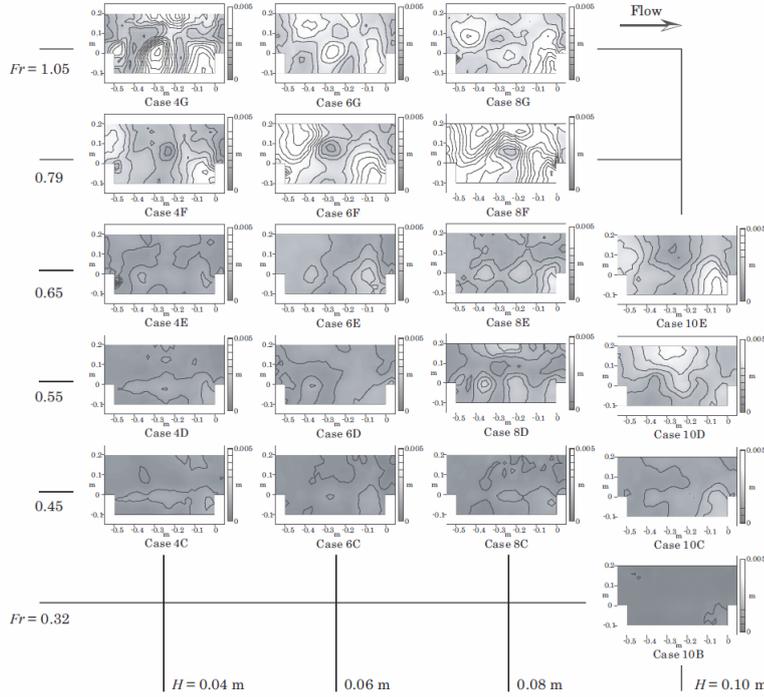


Figure IV.2: Intensité de fluctuation de surface libre, mesurée par stéréoscopie. De gauche à droite, la hauteur d'eau est augmentée. De bas en haut, le nombre de Froude est augmenté. Issue de Tsubaki & Fujita (2006)

est égale à $v = U$. Le résultat principal de leur étude est que, pour des nombres de Froude compris entre **0.6** et **0.8**, les oscillations de surface libre sont en majorité des oscillations longitudinales, dont les modes POD associés représentent plus de **60%** de l'énergie totale de l'oscillation. Dans certains cas, des oscillations transverses sont également présentes, seules ou accompagnées d'oscillations longitudinales. Finalement entre $Fr = 0.8$ et **1.05**, il n'y a plus de mode POD prépondérant, ce qui signifie qu'aucun mode propre de cavité n'est dominant. De plus, ces résultats ne sont pas modifiés par la hauteur d'eau.

Tuna *et al.* (2013) ont également observé des oscillations d'amplitude importante en cavité latérale pour des nombres de Froude à $Fr > 0.6$, pour un rapport d'aspect géométrique $W/L = 1.5$ et une hauteur d'eau $h/L = 0.12$ (voir figure I.27). Dans leur étude, les oscillations correspondent à une onde longitudinale en cavité fermée (calculable grâce aux formules de Merian, (voir figure I.25) avec un seul noeud le long de la cavité ($n = 1$), soit $f = f_{10}$. Ils remarquent que ce mode est dominant pour n'importe quel nombre de Froude entre **0.6** et ≈ 1 (voir figure I.28). Des mesures obtenues par PIV 2D de la couche de mélange leur permettent de comparer les propriétés statistiques et instantanées de la couche de mélange entre les bas nombres de Froude (sans oscillation

de surface libre de grande amplitude) et les hauts nombres de Froude (avec oscillation de surface libre de grande amplitude). Ils remarquent que les oscillations de surface libre de grande amplitude augmentent le coefficient d'échange de masse (basé sur les vitesses transverses à l'interface) entre la cavité et l'écoulement principal, d'environ **40%**. Les contraintes de Reynolds à l'interface sont également augmentées par rapport au cas à bas nombre de Froude.

Meile *et al.* (2011) ont réalisé des études expérimentales sur les cavités en épi de part et d'autre du canal principal (voir figure IV.3) avec 36 rapports d'aspects différents pour des nombres de Froude allant de **0.37** à **0.64**. Sur **429** tests, **29.6%** des cas présentent des oscillations transverses avec un seul noeud $f = f_{01}$ et **11.4%** des cas, une oscillation transverse avec deux noeuds $f = f_{02}$. Dans cette étude, les statistiques de présence des oscillations ne sont pas différenciées selon le nombre de Froude, cependant, pour un même écoulement, la probabilité d'apparition d'une onde transverse de grande amplitude augmente avec le rapport d'aspect W/L . Ces auteurs vérifient de plus que dans le cas des cavités dites fermées (où les lignes de courant du canal principal touchent le mur du fond de la cavité, voir figure I.14), les oscillations de la surface libre sont grandement réduites, confirmant que pour des régimes d'écoulement à nombre de Froude supérieur à **0.6**, l'origine des oscillations de surface libre est liée à l'interaction de la couche de mélange avec le coin aval de la cavité.

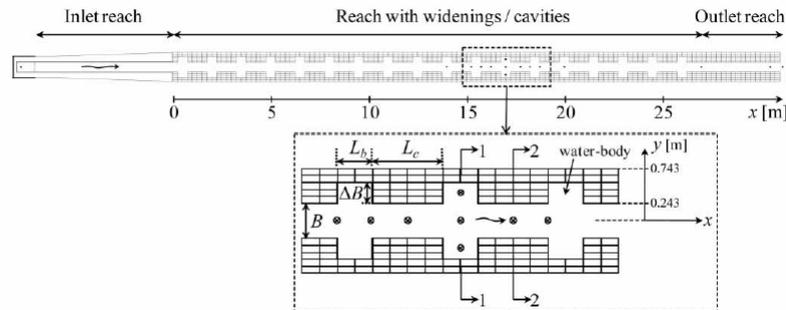


Figure IV.3: Schéma de cavité latérale en épi de part et d'autre d'un écoulement. Issue des travaux de thèse de Meile *et al.* (2011)

Kimura & Hosoda (1997) ont réalisé des visualisations de surface libre ainsi que des calculs numériques basés sur les équations d'écoulement peu profond (équations de St-Venant) pour des nombres de Froude de **0.81** – **0.83** en cavité latérale simple. Ces auteurs observent des oscillations longitudinales à **1** noeud, de type $f = f_{10}$, pour deux rapports d'aspect: $W/L = 1$ ($(W+b)/L = 1.667$) et $W/L = 0.667$ ($(W+B)/L = 1.11$). Ils remarquent de plus que la couche de mélange génère des tourbillons de petite taille, avec des fréquences supérieures à celle des oscillations de surface libre. Ces auteurs proposent alors un mécanisme pour la rétroaction des ondes de gravité sur les tourbillons de la couche de mélange: au niveau du coin amont, une des structures turbulentes cohérentes de la couche de mélange est amplifiée par les oscillations périodiques de la

surface libre. Les autres tourbillons, issus de l'instabilité de la couche de mélange, sont alors absorbés par le tourbillon amplifié et forment un tourbillon de grande échelle qui se propage en aval jusqu'au coin aval de la cavité. Ce mécanisme de rétroaction suggère donc que les oscillations de surface libre dominent complètement la dynamique de la couche de mélange.

Pour synthétiser cette revue bibliographique, dans le cas des cavités latérales à surface libre adjacentes à un écoulement présentant un nombre de Froude supérieur à **0.6**, des oscillations de surface libre de grande amplitude de l'ordre de **10 – 15%** de la hauteur d'eau ont été observées. Ces oscillations ont été, dans la littérature, parfois observées dans le sens longitudinal, parfois dans le sens transverse à l'écoulement principal et finalement parfois dans les deux directions en même temps. Aucune explication n'est disponible pour expliquer lequel (ou les deux) de ces modes est sélectionné pour une configuration donnée. De plus, il a été montré que ces oscillations ont des effets importants à la fois sur les propriétés de la couche de mélange, comme le coefficient d'échange et les contraintes de Reynolds, et sur la formation des structures turbulentes cohérentes.

2 Problématique

Pour ce régime particulier d'écoulement en cavité à haut nombre de Froude, la littérature semble indiquer qu'à partir d'un nombre de Froude égal à **0.6**, un mode propre, longitudinal ou transverse, apparaît, et domine la dynamique globale de la cavité. Il s'agit alors de répondre aux interrogations suivantes:

- Pour les hauts nombres de Froude $Fr > 0.6$, est ce que le modèle de rétroaction (“feed-back”) (voir section 1.2) est toujours valide?
- Quels sont les mécanismes physiques à l'origine de la sélection du (ou des) mode(s) propre(s) de cavité observé(s), et quels sont les paramètres (géométriques ou hydrauliques) qui influent sur la sélection du mode d'oscillation (longitudinal ou transverse)?
- Les oscillations de grande amplitude semblent modifier les propriétés de la couche de mélange. Est-ce que ces modifications diffèrent en fonction du mode d'oscillation (longitudinal ou transverse). Qu'en est-il, en particulier, pour la dynamique tourbillonnaire.

Si ces questions semblent proches de celles posées dans le chapitre précédent dédié aux bas nombres de Froude (chapitre III), elles présentent des spécificités propres au régime à haut nombre de Froude, notamment du fait des grandes amplitudes des oscillations de surface.

3 Analyse dimensionnelle et stratégie

L'analyse dimensionnelle appliquée aux écoulements de cavité latérale à surface libre à haut nombre de Froude est similaire à celle proposée pour les bas nombres de Froude (chapitre III). La hauteur d'eau h/L , le nombre de Froude dans le canal principal $Fr = \frac{U}{c}$ et le rapport d'aspect de la cavité W/L sont les principaux paramètres adimensionnels susceptibles d'influer sur les oscillations de surface libre et le lâcher tourbillonnaire, notés Φ .

$$\Phi_a = f\left(\frac{W}{L}, \frac{h}{L}, Fr\right) \quad (\text{IV.3})$$

Pour des raisons de limitation expérimentale, la hauteur d'eau n'a pas pu être variée de façon significative, et son influence n'a donc pas pu être étudiée en détail. Cependant, les travaux de Tsubaki & Fujita (2006) suggèrent que la hauteur d'eau n'a pas une influence déterminante sur la sélection du mode d'oscillation de la cavité, dans la gamme de hauteur d'eau de $h/L = 0.08$ à 0.2 . De plus, les travaux en cours de Lukas Engelen et Tom De Mulder, montrent que la fréquence d'oscillation d'une cavité, pour un rapport d'aspect W/L et un nombre de Froude Fr donnés, reste inchangée lorsque le rapport h/L est varié de 0.19 à 0.31 . Ces travaux ont été discutés par communication privée dans le cadre d'un Projet Hubert Curien entre l'INSA de Lyon (LMFA) et l'Université de Ghent, en Belgique.

Toujours pour des raisons de limitation expérimentale, le nombre de Froude de l'écoulement principal n'a pu être varié ici que de 0.6 à 0.65 . Cela est dû notamment aux frottements présents dans la branche aval du dispositif expérimental et à la courbe de remous qu'ils imposent.

A l'opposé, le rapport d'aspect W/L a pu être fortement varié, en variant la largeur de la cavité W . La gamme de W/L s'étend alors entre 1.33 à 7.66 . L'effet de ce paramètre géométrique sera alors celui qui apporte le plus d'informations dans ce chapitre à haut nombre de Froude.

4 Resultats

4.1 L'influence du nombre de Froude $0.6 < Fr < 0.65$

Dans cette partie, les mesures présentées dans le chapitre (III) ont été étendues jusqu'à un nombre de Froude maximum de 0.65 pour deux rapports d'aspect différents, $W/L = 1.66$ et $W/L = 2$. La fréquence d'oscillation de la surface libre est mesurée à l'aide du capteur ultrason au coin aval de la cavité, à l'interface entre la cavité et le canal principal. Ces fréquences d'oscillation sont tracées sur la figure IV.5 en fonction du nombre de Froude, de façon similaire aux résultats sur les bas nombres de Froude (voir chapitre III).

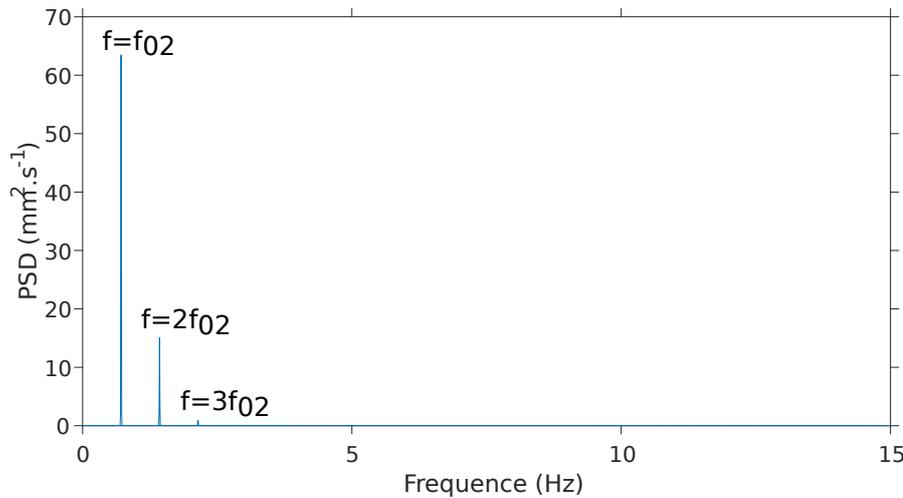


Figure IV.4: Densité de puissance spectrale des oscillations de hauteurs d'eau au coin aval de la cavité pour un rapport d'aspect $\mathbf{W/L} = \mathbf{2}$. Un seul pic est visible, correspondant à $\mathbf{f_{02}}$, ainsi que la première et deuxième harmonique.

De la même façon que pour les mesures précédentes, dans ce régime, la fréquence d'oscillation de surface libre est égale à la fréquence du lâcher tourbillonnaire, et les spectres de fréquences de l'évolution temporelle de la hauteur d'eau montrent un unique pic marqué (avec parfois des harmoniques) (voir figure IV.4).

Rappelons que pour un rapport d'aspect $\mathbf{W/L} = \mathbf{1.66}$, pour $\mathbf{0.55} < \mathbf{Fr} < \mathbf{0.6}$, la fréquence d'oscillation de la surface libre, égale au lâcher tourbillonnaire, suit la solution du modèle de rétroaction avec $\mathbf{N} = \mathbf{2}$, et le mode d'oscillation correspond à $\mathbf{f_{10}}$ avec un nœud dans la direction longitudinale. La figure IV.5 révèle alors que pour un nombre de Froude plus élevé ($\mathbf{Fr} > \mathbf{0.6}$), le mode sélectionné reste un mode longitudinal avec un seul nœud dans la cavité, en continuité avec le mode excité pour les bas nombres de Froude. Ce mode propre de déformée de surface libre est également confirmé par des mesures de déformée de surface libre pour un nombre de Froude de $\mathbf{0.6}$ (voir figure IV.6b). Par contre, il apparaît alors sur la figure IV.5 que la fréquence d'oscillation de surface libre et de lâcher tourbillonnaire tendent à s'écarter du mode de rétroaction $\mathbf{N} = \mathbf{2}$ à mesure que le nombre de Froude augmente (pour $\mathbf{Fr} > \mathbf{0.6}$).

Concernant le deuxième rapport d'aspect étudié $\mathbf{W/L} = \mathbf{2}$, pour des nombres de Froude légèrement inférieurs à $\mathbf{0.6}$, la fréquence d'oscillation de la surface libre correspond au mode $\mathbf{N} = \mathbf{2}$ du modèle de rétroaction de la couche de mélange et au mode propre d'oscillation de surface libre $\mathbf{f_{10}}$ (identique au cas $\mathbf{W/L} = \mathbf{1.66}$ décrit ci-dessus). Cependant, lorsque le nombre de Froude atteint $\mathbf{0.6}$, et jusqu'à $\mathbf{Fr} = \mathbf{0.65}$, la figure IV.5 montre que la fréquence d'oscillation de la surface est égale à celle du mode propre de cavité $\mathbf{f_{02}}$. Ce mode d'oscillation est également confirmé par les mesures de déformée

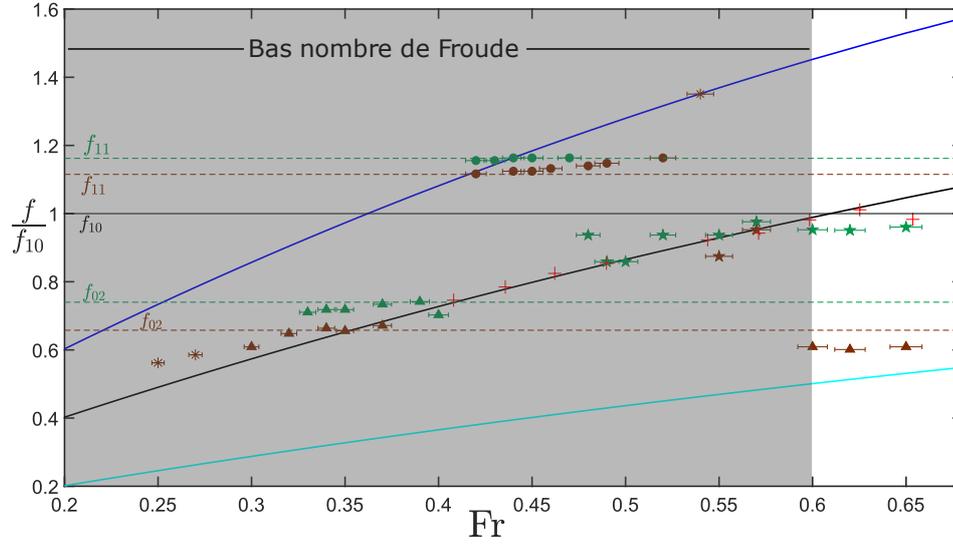


Figure IV.5: Évolution de la fréquence d'oscillation de la surface libre mesurée au coin aval de la cavité en fonction du nombre de Froude, pour deux rapports d'aspect W/L différents. Les traits pointillés représentent des fréquences propres de cavité dont le mode propre est indiqué sur la gauche mesurés pour $W/L = 1.66$, en vert, et $W/L = 2$ en marron. Les triangles correspondent aux mesures pour lesquelles le mode propre f_{02} est observé. Les cercles pleins correspondent aux mesures où le mode propre f_{11} est observé. Les étoiles pleines correspondent aux mesures où le mode propre f_{10} est observé. Les traits continus représentent les 3 premiers modes du modèle de rétroaction présenté au chapitre (chapitre III). Les croix rouges correspondent aux résultats de Wolfinger *et al.* (2012). La partie grisée correspond au régime à bas nombre de Froude discuté au chapitre III.

de surface libre par profilométrie par transformée de Fourier (voir figure IV.7). Pour le cas d'oscillation transverse $f = f_{02}$ pour $W/L = 2$, soit $(W + b)/L = 3$, le premier noeud de l'oscillation est proche de l'interface entre l'écoulement et la cavité (en $y = 0$). Ainsi, l'effet des tourbillons sur la distribution spatiale de la phase de l'oscillation est important (voir figure IV.6a). La figure IV.5 montre que cette fréquence diffère de tout mode de rétroaction (les trois triangles marrons pour $0.6 < Fr < 0.65$ sont situés entre les courbes $N = 1$ et $N = 2$). Pour ce rapport d'aspect $W/L = 2$, lorsque Fr dépasse 0.6 , la cavité passe alors subitement d'un mode où le modèle de rétro-action de couche de mélange est valide et où le mode propre d'oscillation de surface libre correspond à $f = f_{10}$, à un mode de résonance dont les fréquences sont éloignées de tout mode de rétroaction et le mode propre d'oscillation de surface libre vaut f_{02} .

Le nombre de Froude ne semble donc pas, dans la limite des nombres de Froude accessibles ici, influencer la fréquence d'oscillation pour ces hauts nombres de Froude, étant

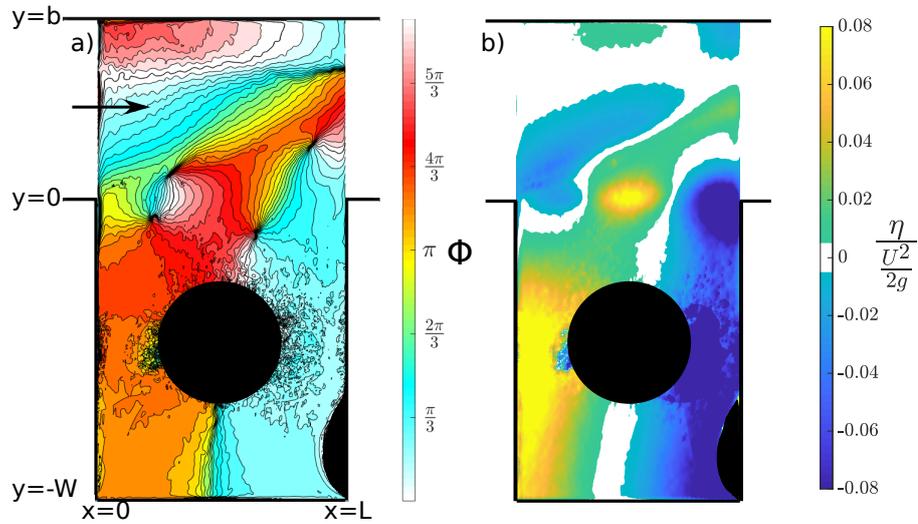


Figure IV.6: Mesure de la déformée du plan d'eau par profilométrie par transformée de Fourier pour un nombre de Froude de **0.6** et un rapport d'aspect de $\mathbf{W/L = 1.66}$ (voir chapitre II). a) Carte de phase de l'oscillation. b) Image de la déformée de la surface libre à un instant correspondant au maximum d'amplitude de l'oscillation aux vents. Les zones noires correspondent à des zones non mesurables, à cause de réflexion directe de la lumière du vidéoprojecteur dans la lentille de la camera.

donné que, pour les deux configurations étudiées ici, la fréquence d'oscillation de surface et de couche de mélange ne varie pas lorsque \mathbf{Fr} passe de **0.6** à **0.65**.

La valeur du rapport d'aspect géométrique semble cependant jouer un rôle important dans le déclenchement du régime à haut nombre de Froude. En effet, dans le cas du rapport d'aspect $\mathbf{W/L = 1.66}$, la limite basse du 'régime à haut nombre de Froude' n'est pas clairement identifiable, et il semble que la cavité passe d'un état de couplage entre la surface libre et la couche de mélange (par le phénomène de rétroaction), à un mode dominé seulement par les modes propres de cavité à partir d'un nombre de Froude égal à **0.6**. A l'opposé, pour un rapport d'aspect de $\mathbf{W/L = 2}$, le nombre de Froude critique à partir duquel la cavité entre dans le régime à haut nombre de Froude est clairement identifiable, correspondant à un saut de la fréquence d'oscillation de surface libre du mode de couche de mélange $\mathbf{N = 2}$ à un mode propre de cavité $\mathbf{f_{02}}$.

En plus du phénomène de blocage de fréquence, la tendance à l'augmentation très rapide de l'amplitude des oscillations $\mathbf{h_{\frac{1}{3}}}$, (définie comme l'amplitude, crête à crête, minimum du tiers des plus grandes oscillations) observée dans le chapitre concernant les bas nombres de Froude est confirmée ici (voir figure IV.8), pour des nombres de Froude supérieurs à **0.6**. Wolfinger *et al.* (2012) ont montré que cette amplitude augmente jusqu'à un nombre de Froude voisin de **0.7**, puis diminue fortement jusqu'à un niveau d'amplitude similaire

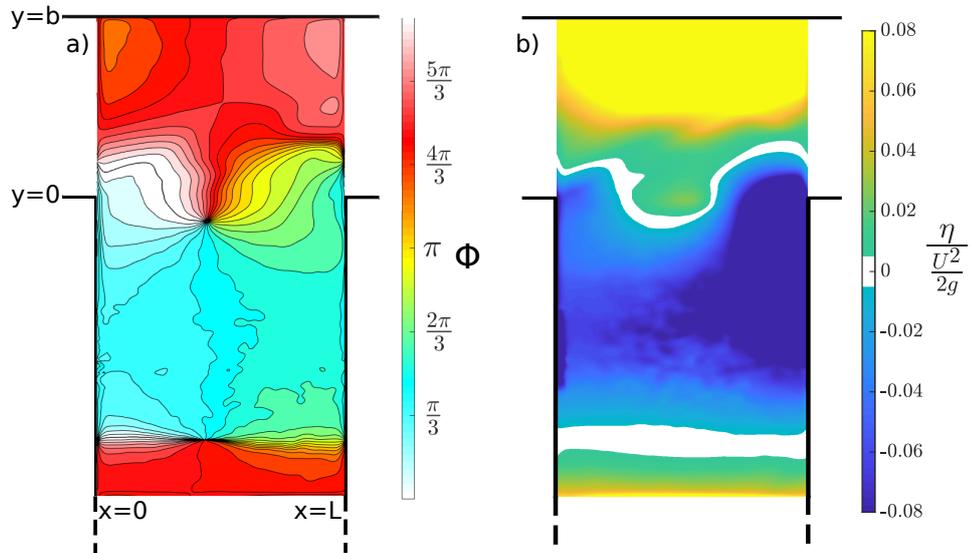


Figure IV.7: Mesure du plan d'eau par profilométrie par transformée de Fourier pour un nombre de Froude de **0.6** et un rapport d'aspect de $W/L = 2$ (voir chapitre II). a) Carte de phase de l'oscillation. b) Image de la déformée de la surface libre à un instant correspondant au maximum d'amplitude de l'oscillation.

à un nombre de Froude de **0.5** pour un nombre de Froude voisin de **0.9**.

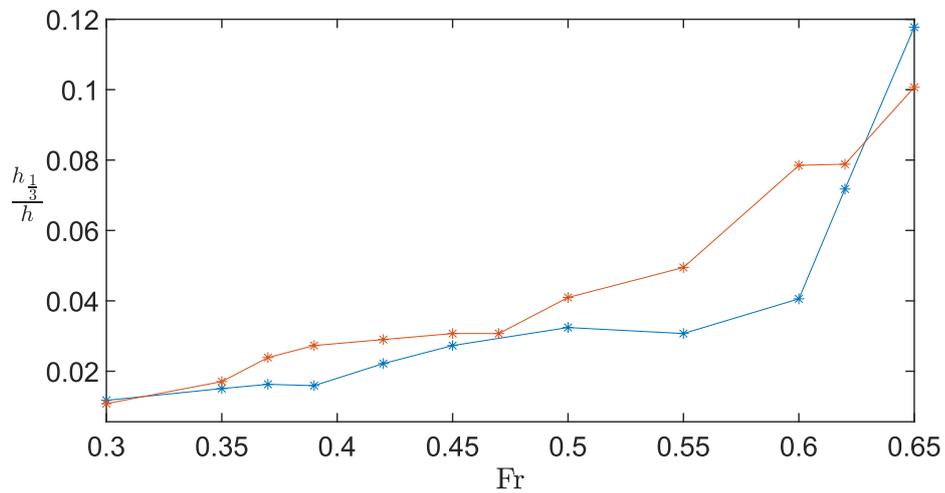


Figure IV.8: Évolution de l'amplitude d'oscillation $h_{1/3}$ de la surface libre au coin aval de la cavité en fonction du nombre de Froude, étendu aux nombres de Froudes supérieurs à **0.6**.

La fréquence d'oscillation de la surface libre ne varie pas à partir d'un nombre de Froude de **0.6** et jusque **0.65**, de sorte que l'augmentation du nombre de Froude ne modifie pas la fréquence d'oscillation. Le nombre de Froude critique de **0.6** est confirmé par la mesure d'un saut de fréquence d'oscillation pour un rapport d'aspect $\mathbf{W/L} = \mathbf{2}$, ainsi que par une augmentation importante de l'amplitude des oscillations de surface libre.

4.2 Influence du rapport d'aspect géométrique

4.2.1 Fréquence d'oscillation

L'étude de l'influence du nombre de Froude sur la sélection de la fréquence d'oscillation pour deux rapports d'aspect différents a permis de confirmer comme valeur seuil pour le changement de régime, le nombre de Froude critique de **0.6**, déjà proposé dans la littérature Wolfinger *et al.* (2012). Pour étudier l'influence du rapport d'aspect géométrique de la cavité $\mathbf{W/L}$, le nombre de Froude est alors fixé à **0.6** et la largeur de la cavité est variée de façon à obtenir des rapports d'aspect géométrique allant de $\mathbf{W/L} = \mathbf{0.33}$ à **6.66**.

Cependant, nous avons vu ci-dessus que pour un nombre de Froude de **0.6** et un rapport d'aspect $\mathbf{W/L} = \mathbf{2}$, une onde transverse se propage du mur de la cavité jusqu'au mur opposé du canal (voir figure IV.7). Ainsi la largeur du canal \mathbf{b} doit être ajoutée au rapport d'aspect $\mathbf{W/L}$ pour tenir compte des réflexions d'ondes sur le mur du canal. Dans cette partie, nous utiliserons un "rapport d'aspect étendu" au canal, $(\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L}$, qui s'étend alors de **1.33** à **7.66**.

La figure IV.9 montre la fréquence d'oscillation mesurée, normalisée par la fréquence $\mathbf{f_{01}}$ en fonction du rapport d'aspect étendu $(\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L}$ pour **21** configurations géométriques. En trait pointillé, certains modes propres de cavité remarquables ont été tracés ($\mathbf{f_{01}}$, $\mathbf{f_{02}}$, $\mathbf{f_{03}}$, $\mathbf{f_{04}}$, $\mathbf{f_{10}}$, $\mathbf{f_{11}}$).

Les résultats obtenus ci-dessus (section 4.1) sont confirmés pour un plus grand nombre de rapports d'aspects. En effet, pour de faibles rapports d'aspect étendus $(\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L} < \mathbf{3}$, la fréquence d'oscillation est égale à la fréquence du mode propre $\mathbf{f_{10}}$, c'est à dire un mode longitudinal avec un seul noeud (voir figures IV.6 et IV.9). Cela correspond aux modes propres mesurés par Tsubaki & Fujita (2006); Kimura & Hosoda (1997), pour lesquels les rapports d'aspects étendus $(\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L} = \mathbf{1.11}$ à **1.66** appartiennent bien à la gamme $\mathbf{1} < (\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L} < \mathbf{3}$ retrouvée ici (voir figure IV.9). De plus, lorsque le rapport d'aspect étendu devient supérieur ou égal à **3**, la fréquence d'oscillation devient égale à la fréquence du mode propre de cavité $\mathbf{f_{02}}$ comme déjà observé ci-dessus pour $\mathbf{W/L} = \mathbf{2}$, soit $(\mathbf{W} + \mathbf{b})/\mathbf{L} = \mathbf{3}$ (voir figure IV.7).

La figure IV.9 indique de plus que, si le rapport d'aspect étendu augmente jusqu'à dépasser le seuil de **4**, la fréquence d'oscillation change subitement et devient égale à la fréquence du mode propre de cavité $\mathbf{f_{03}}$. Celle-ci reste ensuite égale à la fréquence du mode $\mathbf{f_{03}}$ (\mathbf{f} diminue à mesure que \mathbf{W} augmente) jusqu'à ce que le rapport d'aspect étendu soit supérieur à **6.33**. Si le rapport d'aspect étendu augmente encore, la fréquence

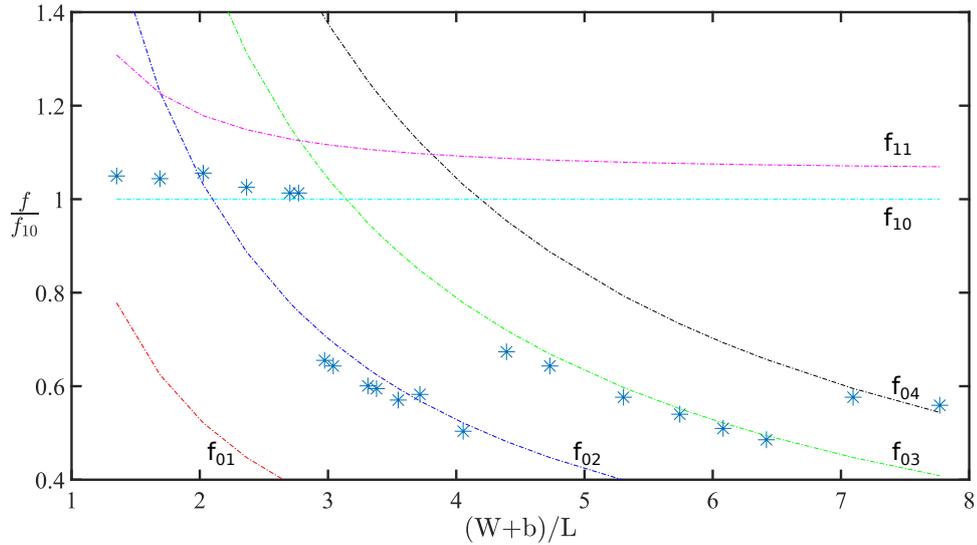


Figure IV.9: Évolution de la fréquence d'oscillation de la cavité normalisée en fonction du rapport d'aspect prenant en compte la largeur du canal principal, dit "étendu". Les traits pointillés représentent quelques fréquences propres de cavité.

d'oscillation change une nouvelle fois pour devenir égale à la fréquence du mode f_{04} . Cependant les contraintes expérimentales ont empêché d'atteindre des rapports d'aspect étendus supérieurs à **7.66**, qui correspond à une cavité de $W = 2m$ de large, de sorte que un **3^{eme}** saut ne puisse pas être mesuré.

Ainsi, on trouve 3 sauts de fréquence lorsque le rapport d'aspect étendu est varié:

- le premier correspond à une transition d'un mode longitudinal vers un mode transverse quand la cavité devient suffisamment large $((W + b)/L > 3$, voir figure IV.6 et IV.7). Ce comportement particulier est connu dans le domaine côtier et/ou portuaire: Rabinovitch (2009) note des comportement similaires pour des baies maritimes et/ou ports, lorsque le rapport d'aspect de ceux-ci devient important.
- Le deuxième correspond à un saut entre un mode d'oscillation transverse à **2** noeuds vers un mode d'oscillation à **3** noeuds lorsque le rapport d'aspect étendu dépasse **4**. La longueur d'onde de l'oscillation est alors soudainement réduite, et la fréquence soudainement augmentée.
- Le troisième et dernier saut mesuré, pour un rapport d'aspect étendu de **5.33**, est de la même nature, passant d'un mode d'oscillation à **3** noeuds à un mode à **4** noeuds.

En étudiant la position des noeuds de l'oscillation en fonction du mode excité, il semble possible d'anticiper la position des ces sauts de fréquence. La figure IV.10 trace la distance, notée A , entre le premier noeud de l'oscillation du coté du canal, et l'interface

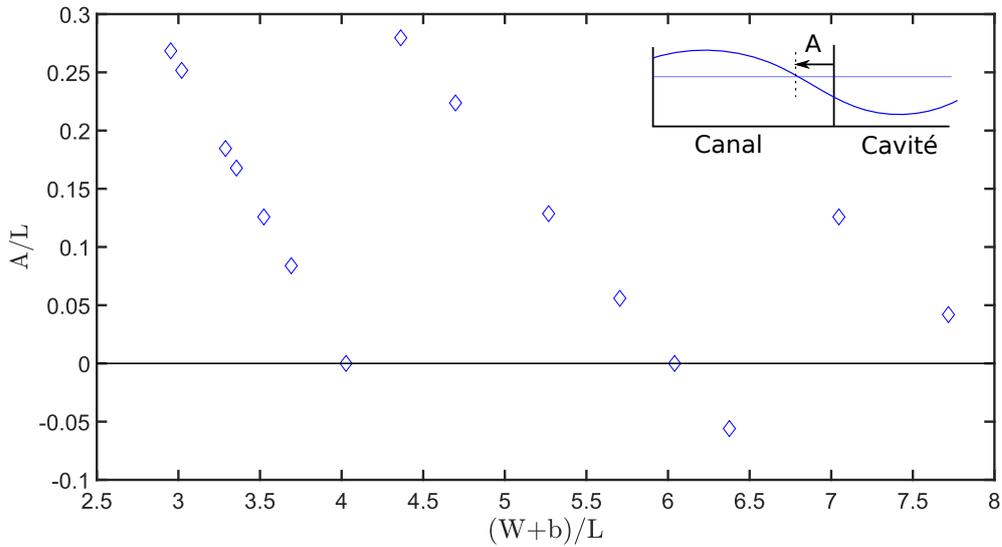


Figure IV.10: Distance entre le premier nœud de l'oscillation transverse (du côté du canal) et l'interface entre le canal et la cavité, en fonction du rapport d'aspect prenant en compte la largeur du canal principal. Le trait horizontal noir correspond au cas où le nœud se situe exactement à l'interface ($A = 0$).

entre le canal principal et la cavité, pour les modes d'oscillations correspondant à ceux mesurés dans la figure IV.9. Cette distance est normalisée par la largeur du canal: A/L .

La position des sauts apparaît alors lorsque la position du premier nœud de l'oscillation coïncide avec l'interface entre la cavité et le canal principal, c'est à dire $A/L = 0$. Pour les oscillations transverses $(W + b)/L > 3$, lorsque W augmente, le premier nœud de l'oscillation tend à se rapprocher de l'interface (A/L diminue) jusqu'à être positionné au niveau de l'interface ($A/L = 0$). Lorsque celui-ci devrait traverser l'interface avec W continuant d'être augmenté, l'oscillation change soudainement de mode pour créer un nouveau nœud dans le canal principal. Cette position $A = 0$ correspond à des oscillations de vitesses transverses d'amplitude maximale au niveau de la couche de mélange puisque le nœud de l'oscillation transverse de surface libre se trouve positionné au dessus de cette couche de mélange, sachant que, sous une oscillation de surface libre, telle que la houle, les particules fluides ont un mouvement d'oscillation périodique. Cette configuration $A = 0$ correspond alors à une condition optimale de rétroaction des ondes de gravité sur les tourbillons de la couche de mélange. Les effets de l'oscillation de surface libre sur la couche de mélange sont discutés plus en détails dans la section suivante 4.3. Les raisons physiques exactes pouvant expliquer pourquoi le premier nœud ne peut pas rentrer dans la cavité ne sont pas, en l'état actuel, complètement comprises.

Le saut de fréquence entre les modes f_{03} et f_{04} serait de cette façon prévu pour un

rapport d'aspect étendu de $(W + b)/L = 6$, où A devenant de nouveau nul. La mesure montre que ce saut est réalisé pour une valeur légèrement supérieure de $(W + b)/L = 6.33$. La différence entre la prédiction et les mesures semble indiquer que, de façon similaire aux transitions entre modes de couche de mélange à bas nombre de Froude, ces transitions sont sensibles aux conditions expérimentales.

La fréquence d'oscillation de la surface libre pour un nombre de Froude de **0.6**, dépend fortement du rapport d'aspect étendu de la cavité $(W + b)/L$. Il a été observé que les cavités étroites, dont le rapport d'aspect étendu est inférieur à **3**, oscillent systématiquement dans le mode longitudinal f_{10} . Au contraire, les cavités dont le rapport d'aspect étendu est supérieur à **3** oscillent dans un mode transverse. La sélection du mode transverse semble réalisée de sorte que le premier noeud de l'oscillation du côté canal reste à l'intérieur du canal principal, mais ne soit pas situé à l'intérieur de la cavité

4.2.2 Amplitude d'oscillation

Les amplitudes d'oscillations de surface libre au coin aval, $h_{\frac{1}{3}}$ normalisées par la hauteur d'eau au repos, sont tracées sur la figure IV.11 en fonction de $(W + b)/L$. Il apparaît que l'amplitude augmente rapidement avec le rapport d'aspect étendu puis se stabilise lorsque ce rapport d'aspect atteint environ **4**. L'amplitude diminue alors légèrement avant de se stabiliser à environ $h_{\frac{1}{3}}/h = 0.12$. Ce comportement est remarquable pour plusieurs raisons, listées ci-dessous.

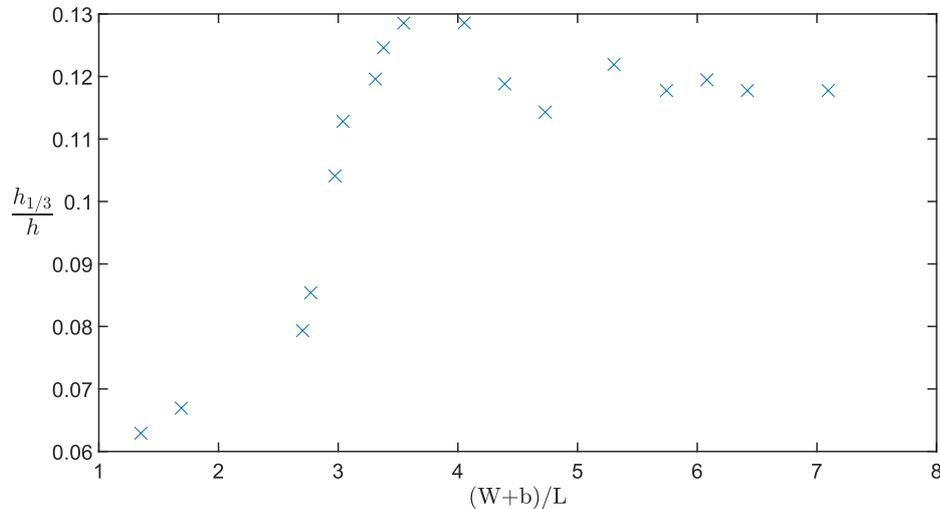


Figure IV.11: Évolution de l'amplitude d'oscillation normalisée par la hauteur d'eau en fonction du rapport d'aspect "étendu".

Les oscillations de surface libre ont été décrites comme des modes propres de cavités, avec des nœuds et des ventres fixes dans l'espace. De plus, la figure IV.10 montre que pour certains rapports d'aspect étendus, tels que $(W + b)/L = 4$ ou **6...**, le

noeud de l'oscillation se trouve exactement au niveau de l'interface. Ainsi si l'hypothèse d'une déformation de surface libre parfaitement stationnaire était vérifiée, l'amplitude d'oscillation au coin aval devrait être nulle pour ces rapports d'aspect. Or les mesures montrent que les amplitudes sont à peu près égales à celles mesurées pour les autres rapports d'aspect présentant des modes transverses. Ce résultat indique que les tourbillons de la couche de mélange impactant le coin aval de la cavité ont un fort effet sur la déformée de surface libre. Ainsi, la déformée de surface est contrôlée à la fois par les modes propres de la surface libre et aussi par la dynamique des tourbillons, notamment leur impact sur le coin aval de la cavité.

Rappelons que dans le cas de phénomènes de résonance, le système oscillatoire se stabilise en amplitude lorsque les dissipations subies par le système oscillatoire (principalement dues aux frottements sur le fond et aux dissipations visqueuses) sont égales à l'apport d'énergie extérieure vers ce système, sur une période. Dans notre configuration de cavité à surface libre, l'énergie apportée provient de l'écoulement principal, à travers la couche de mélange et les tourbillons qui y sont advectés, et l'énergie dissipée est due aux dissipations de l'oscillation de surface libre dans la cavité pour le mode longitudinal, et dans la cavité plus le canal principal pour le mode transverse. Dans notre configuration, l'énergie apportée à la cavité est à peu près la même pour toutes les configurations étant donné que le nombre de Froude et la hauteur d'eau sont maintenus constants, donc le différentiel de vitesse à travers la couche de mélange est à peu près constant. Les différences d'amplitude d'oscillation de surface libre traduisent ainsi différentes valeurs de la dissipation de l'oscillation en fonction du mode excité. On peut donc conclure de la figure IV.11 que le mode longitudinal dissipe plus d'énergie, et se caractérise donc par une amplitude plus faible, que les différents modes transverses.

4.3 Trajectoire des tourbillons de la couche de mélange

Comme déjà énoncé, un champ de vitesse oscillant est formé sous l'effet des ondes de surface dans les écoulements à surface libre. Stocker (1957) rappelle les équations qui régissent le déplacement de particules fluides par rapport à leur position d'équilibre, sous une onde stationnaire:

$$\begin{cases} \delta x = \frac{Bk}{f} \cosh(k(z+h)) \cos(kx) \cos(ft + \alpha) \\ \delta z = \frac{Bk}{f} \sinh(k(z+h)) \sin(kx) \sin(ft + \alpha) \end{cases} \quad (\text{IV.4})$$

avec k le nombre d'onde, f la fréquence d'oscillation, B une constante arbitraire, z la coordonnée dans la direction verticale, h la hauteur d'eau, X la coordonnée dans la direction de propagation de l'onde (ici selon l'axe x ou y), t le temps et α la phase de l'onde à l'origine. Ainsi les particules fluides suivent une trajectoire elliptique montrée sur la figure IV.12.

La présence d'ondes stationnaires dans la cavité est susceptible de créer un champ de vitesse oscillant, notamment au niveau de la couche de mélange, qui pourrait changer

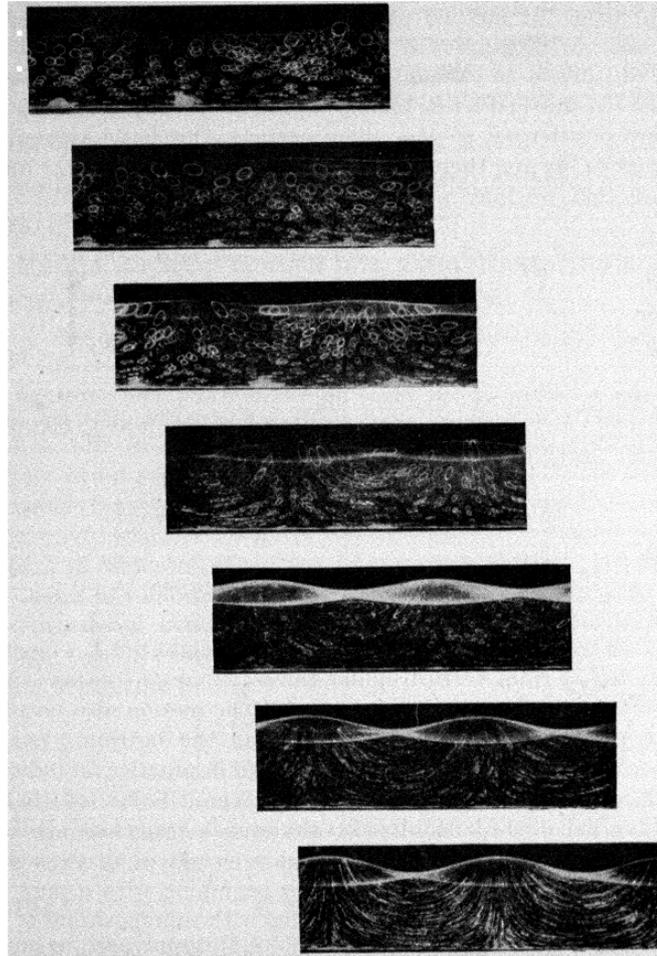


Figure IV.12: Trajectoire de traceurs sous une onde stationnaire, mesurée à l'aide de photo à exposition longue. Issue de Stocker (1957)

les propriétés de la couche de mélange. Les mouvements oscillants de fluide générés par les vagues seraient de direction longitudinale pour des modes propres longitudinaux et transverse pour des modes propres transverses. Il est alors possible que la dynamique tourbillonnaire soit affectée par ce mouvement oscillant

Comme pour les configurations à faible nombre de Froude, la trajectoire des tourbillons de la couche de mélange peut être suivie par profilométrie par projection de Fourier.

4.3.1 Cas d'une onde longitudinale

La figure IV.13 montre l'évolution de la déformée de surface libre au cours d'une période pour un rapport d'aspect $(W + b)/L = 2.66$, avec une fréquence $f = f_{10}$. Tout d'abord, cette figure confirme le mode propre à $f = f_{10}$ avec, par exemple, à $t/T = 0$

un creux tout le long de la paroi amont de la cavité, un nœud aligné sur l'axe y au centre de la cavité et enfin une crête le long de la paroi aval.

Concernant les tourbillons de la couche de mélange, la figure IV.13 révèle que les tourbillons sont créés au niveau de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal au coin amont de la cavité, puis sont advectés en aval le long de l'interface. De **1** à **2** tourbillons sont observés dans la couche de mélange au cours de la période.

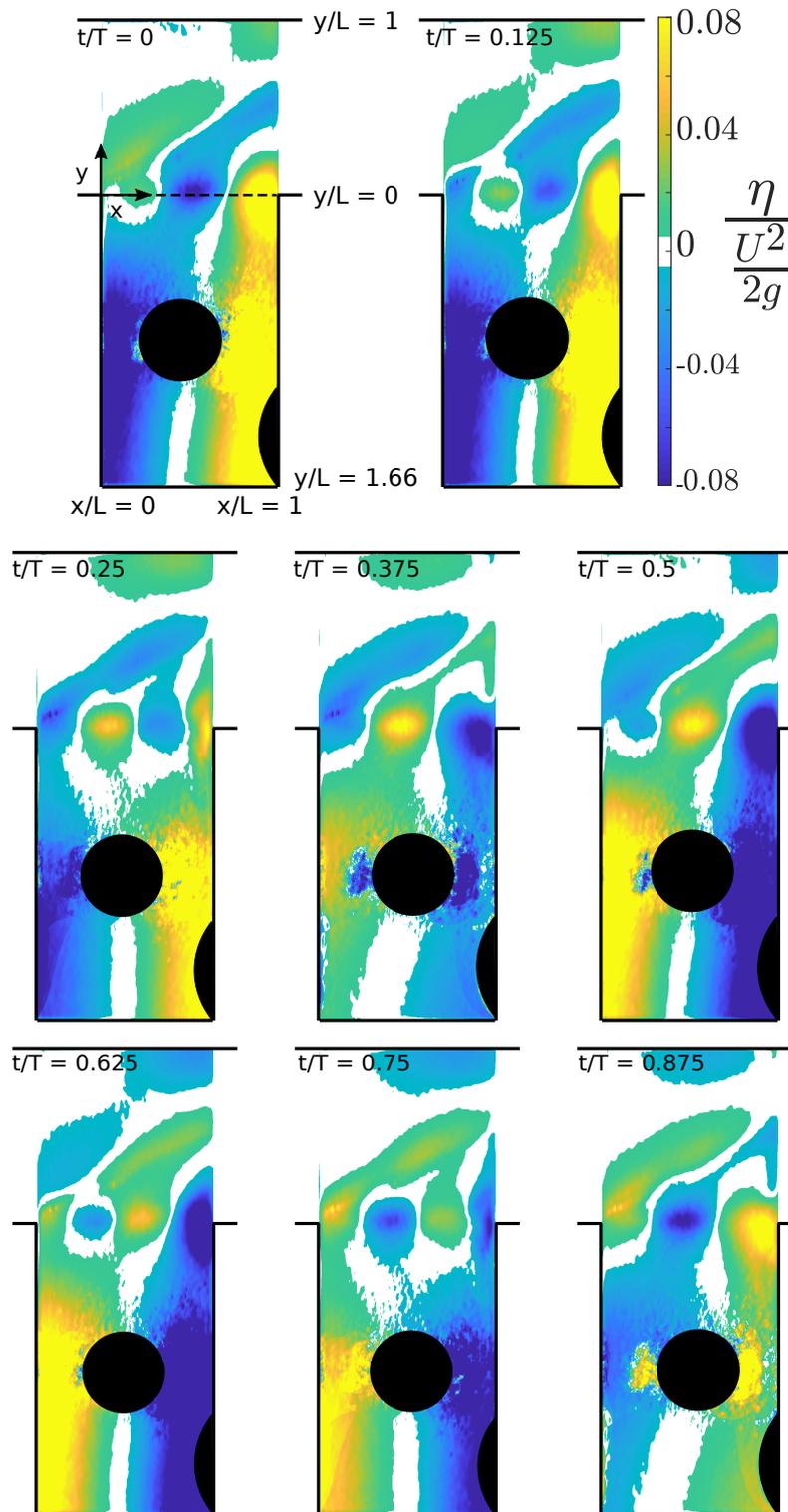


Figure IV.13: Topologie de surface libre mesurée par projection de frange à différentes phases d'une période pour un rapport d'aspect $(W + b)/L = 2.66$. Certaines zones sont noircies pour matérialiser les zones aveugles dues à la réflexion directe de la lumière du vidéo-projecteur sur l'optique de la camera.

La deuxième information issue de la figure IV.13 est la synchronisation entre les oscillations de la surface libre et la génération puis disparition des tourbillons. $t/T = 0$ est défini ici comme l'instant d'amplitude maximum du creux de l'oscillation le long de la paroi amont de la cavité. A cet instant, un tourbillon est généré au coin amont. Ce tourbillon est alors advecté d'amont en aval pendant $1.5T = 1.5/f$, c'est à dire **1.5** périodes d'oscillation (avec T la période de l'oscillation de surface libre). Il impacte alors le coin aval au moment où l'état du plan présente un creux au niveau de la paroi aval ($t/T = 0.5$ sur la figure IV.13). Durant chaque première demi-période, deux tourbillons sont donc présents le long de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal: l'un dans la partie amont ($x/L \leq 0.5$) et le deuxième (issu de la période précédente) dans la partie aval de l'interface ($x/L > 0.5$).

Ainsi, la longueur d'onde du train de tourbillon est égale à $\lambda = 2L/3$. Ce comportement pour un nombre de Froude de **0.6** est très similaire au comportement observé pour une cavité de même rapport d'aspect géométrique, pour un nombre de Froude de **0.55** (voir chapitre III). Cela confirme la conclusion de la section précédente: pour des cavités latérales étroites, telles que $W/L < 2$, le changement de régime à bas nombre de Froude au régime à haut nombre de Froude n'est pas évident. Certes, l'amplitude d'oscillation augmente fortement au passage de Froude égal à **0.6** (voir figure IV.8), mais le comportement de l'oscillation de surface libre et la dynamique tourbillonnaire ne semblent pas être affectés.

4.3.2 Cas d'une onde transverse

De la même façon, cette analyse peut être effectuée dans le cas d'une onde transverse. On peut vérifier sur la figure IV.14 que le mode propre de surface libre observé correspond bien à $f = f_{02}$ avec, par exemple, à $t/T = 0$, une crête le long de la paroi du canal, un nœud proche de l'interface (du côté du canal), un creux dans la cavité, un deuxième nœud puis un début de crête en s'approchant de la paroi opposée de la cavité.

La figure IV.14 montre aussi la position du centre des tourbillons pendant une période d'oscillation pour un rapport d'aspect $(W + b)/L = 3.33$ où la fréquence mesurée correspond à $f = f_{02}$. On remarque que les tourbillons suivent l'interface le long la couche de mélange d'amont en aval. Les mouvements transverses de fluide (pour ce mode propre transverse) dus à l'oscillation de surface ne semblent donc pas affecter la trajectoire des tourbillons. On aurait pu s'attendre à un mouvement de "zig-zag" (de type "flapping") des tourbillons au cours de leur trajectoire, qui n'est pas observé dans ces mesures.

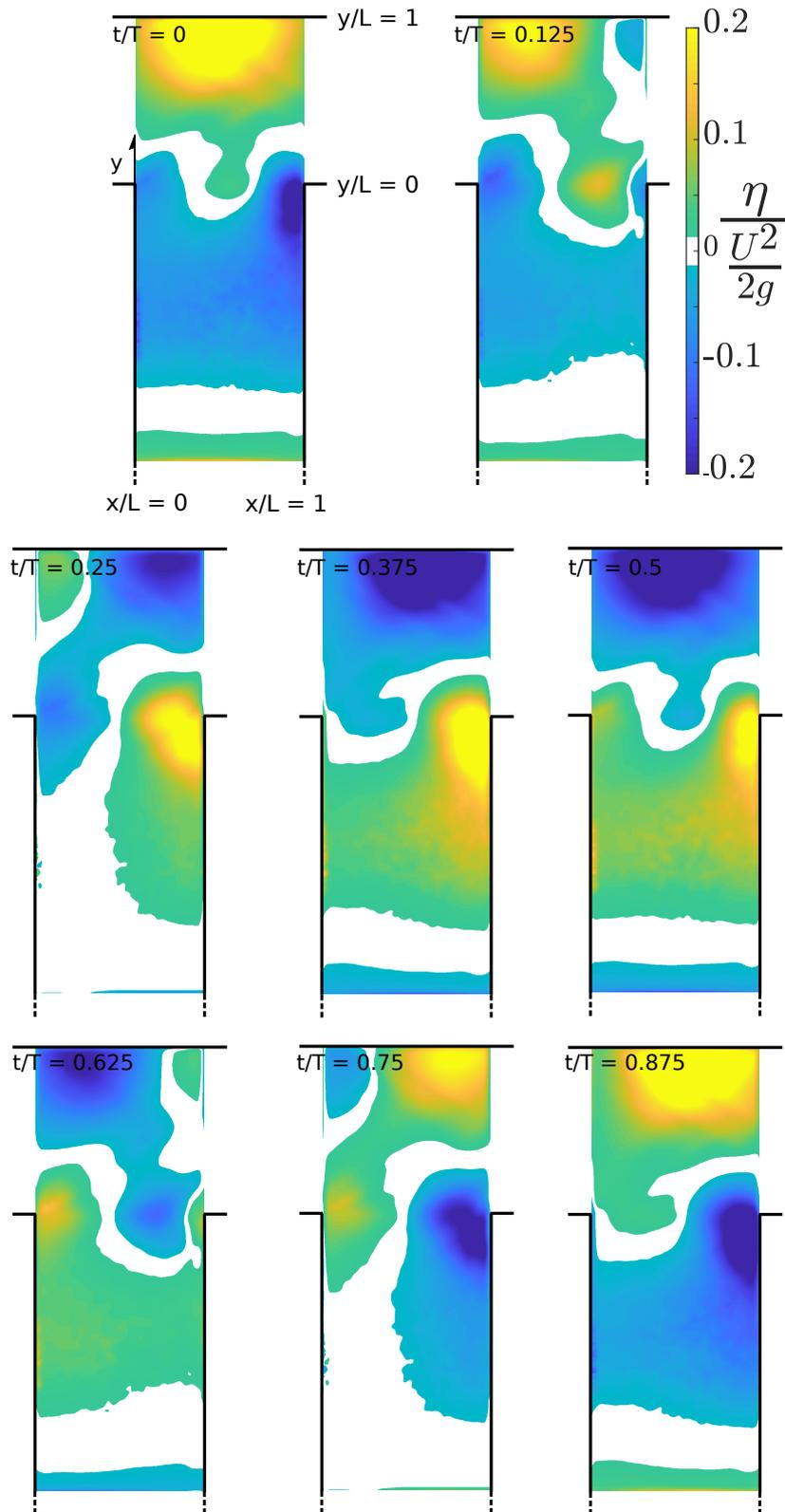


Figure IV.14: Topologie de surface libre mesurée par profilométrie par transformée de Fourier à différentes phases d'une période pour un rapport d'aspect $(W+b)/L = 3.33$.

$t/T = 0$ est défini comme l'instant avec une crête d'amplitude maximum au niveau de la paroi du canal et donc un creux d'amplitude maximum proche de la couche de mélange au début de la cavité. Pour $t/T = 0$, un tourbillon est généré au niveau du coin amont de la cavité. Le tourbillon est ensuite advecté le long de l'interface entre la cavité et l'écoulement principal pendant exactement une période, où le tourbillon impacte le coin aval de la cavité pour $t/T = 0$. On retrouve le résultat observé précédemment que la génération et la disparition de ce tourbillon coïncident avec un creux au niveau des coins de cavité correspondants. Dans ce cas, la longueur d'onde des tourbillons de la couche de mélange est exactement égale à la longueur de la cavité L . Il semble donc que la célérité du tourbillon s'ajuste afin d'assurer les deux conditions suivantes: $\lambda = L$ et $f = f_{02}$ la fréquence de génération est égale à la fréquence du mode propre d'oscillation.

Ainsi, la synchronisation entre les tourbillons de la couche de mélange et les oscillations de surface libre est différente entre le cas longitudinal et le cas transverse. Dans le cas transverse, la figure IV.14 montre que le tourbillon est advecté pendant une période jusqu'à disparaître au niveau du coin aval, au moment où un nouveau tourbillon apparaît au coin amont. A tout instant, un et un seul tourbillon est présent le long de l'interface entre les deux coins de la cavité. Ce comportement est retrouvé pour toutes les autres configurations de cavité présentant des oscillations transverses, quel que soit le mode de l'oscillation (f_{02} , f_{03} et f_{04}). Dans le cas longitudinal, un tourbillon est advecté pendant une période et demie, avant d'impacter le coin aval. Dans les deux configurations, l'apparition et la disparition des tourbillons est synchronisée avec un creux de l'oscillation proche de la couche de mélange.

4.3.3 Remarques

Dans ces écoulements avec oscillations longitudinale et transverse, la fréquence d'oscillation, et donc la fréquence de génération et d'impact des tourbillons, sont totalement pilotés par le mode propre de cavité. La figure IV.9 montre que cette fréquence varie, pour des rapports d'aspect suffisamment grand, de façon continue. De plus, la longueur d'onde des tourbillons de la couche de mélange est déterminée en fonction de la longueur L de la cavité. Ainsi, dans ce régime d'écoulement, la couche de mélange adapte la vitesse d'advection des tourbillons pour respecter la condition $c = \lambda f$ (voir figure IV.15). Cette vitesse n'est donc plus une constante pour les modes transverses comme elle l'était dans la partie à bas nombre de Froude et pour les modes longitudinaux à $Fr = 0.6$. Dans le cas du régime à hauts nombres de Froude ($Fr > 0.6$), la longueur d'onde est pilotée par la géométrie ($\lambda = L$ en mode transverse et $\lambda = 2L/3$ en mode longitudinal) et la fréquence est égale à une fréquence propre de la cavité. Il semble donc que ce soit la célérité d'advection des tourbillons qui s'adapte pour satisfaire ces deux critères.

L'analyse des champs PIV en régime des hauts nombres de Froude à l'aide du critère γ_1 (voir figures V.1 et V.2) devrait permettre également de mesurer la position du centre des tourbillons. Cependant, pour ce régime, il est difficile de suivre un tourbillon tout le long de la couche de mélange, ainsi il est difficile d'obtenir des résultats précis quant à la synchronisation entre les oscillations de surface libre et les tourbillons de la couche de

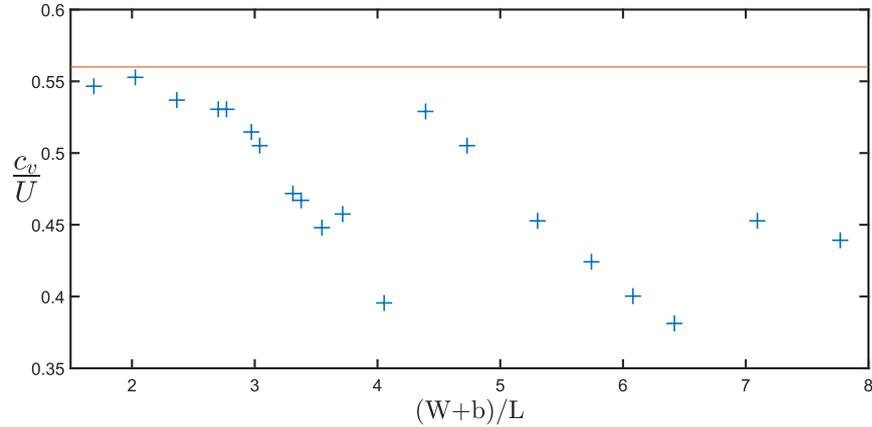


Figure IV.15: Évolution de la vitesse des tourbillons de la couche de mélange $c_v = \lambda_v f$ en fonction du rapport d'aspect étendu $(W + b)/L$ de la cavité, avec λ_v indiqué au tableau IV.1 et f_v obtenu comme sur la figure IV.9

mélange. Ainsi, dans le corps de cette thèse, seul les résultats moyens, ou statistiques, issus de PIV sont étudiés.

4.4 Effets sur les caractéristiques générales de la couche de mélange

La figure IV.16a trace la position du centre de la couche de mélange, définie comme la position du maximum de gradient de vitesse longitudinal (selon x) dans la direction transverse (y): $\frac{\partial U_x}{\partial y}|_{max}$, toujours à l'abscisse $x/L = 0.7$. Il apparaît que le maximum de gradient est très proche de l'interface entre la cavité et le canal principal pour toutes les mesures. Aucune tendance ne peut être identifiée en fonction du rapport d'aspect.

La figure IV.16b trace l'épaisseur de couche de mélange δ , toujours à l'abscisse $x/L = 0.7$, en fonction du rapport d'aspect géométrique étendu de la cavité. De la même façon, toutes les mesures sont en accord, avec cette valeur ne variant que très peu en fonction de l'allongement de la cavité.

Comme discuté ci-dessus (voir figure IV.12) sous une oscillation de surface libre stationnaire, des courants induits horizontaux importants sont générés sous les nœuds de l'oscillation. Ainsi, plus le nœud de l'oscillation est près de l'interface, plus les valeurs RMS de la vitesse transverse devraient être élevées. Rappelons que ces transitions se produisent pour un rapport d'aspect étendu $(W + b)/L = 4$ et $(W + b)/L \approx 6$. Cependant, la valeur RMS de la vitesse transverse au niveau de l'interface en fonction du rapport d'aspect étendu, tracé sur la figure IV.16c, ne montre pas un tel comportement puisque les variations de V_y restent limitées, présentant même des minima locaux pour $(W + b)/L = 4.33$ et 6 . Il semble alors que les courants induits par les oscillations de surface libre soient très faibles par rapport à ceux induits par les tourbillons de la couche de mélange.

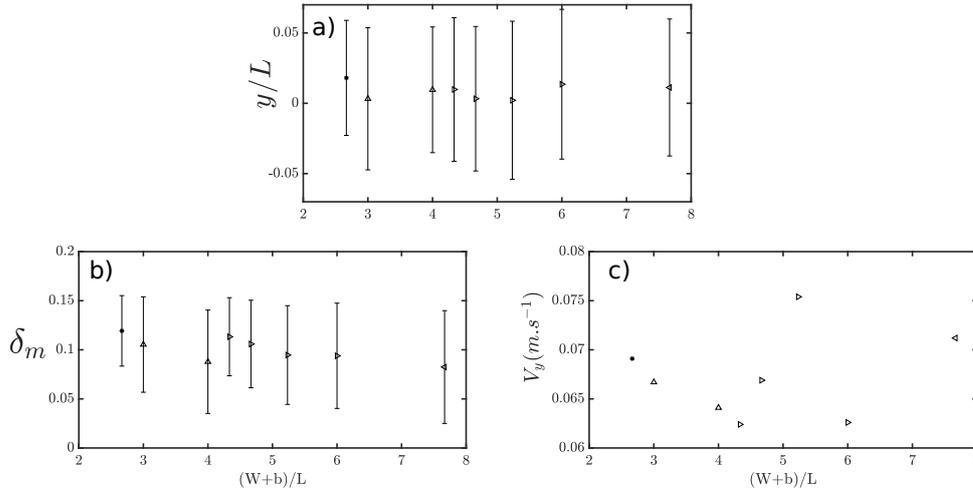


Figure IV.16: Propriétés de la couche de mélange en fonction du rapport d'aspect étendu $(W + b)/L$, mesurée par PIV à l'abscisse $x/L = 0.7$ à l'altitude $z/h = 0.8$. a) Position du centre de la couche de mélange, définie comme la position du maximum de gradient de vitesse. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type des positions estimées à chaque instant. b) Épaisseur de la couche de mélange. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type des épaisseurs mesurées à chaque instant. c) Écart type de la moyenne quadratique de la vitesse transverse en $y = 0$

5 Conclusion

Cette étude a permis de mieux comprendre le comportement du plan d'eau et de la couche de mélange pour une cavité latérale à surface libre soumise à un écoulement à haut nombre de Froude. Les principaux résultats obtenus sont:

- Pour des nombres de Froude supérieurs à **0.6**, les oscillations de surface libre dans la cavité sont dominées par des modes propres d'oscillation du plan d'eau, et le modèle de rétroaction n'est plus valide.
- Pour des petits rapports d'aspect ($(W + b)/L < 4$), le mode propre sélectionné est un mode propre longitudinal (dans la direction x) avec un seul noeud, correspondant à la fréquence f_{10} .
- Pour des rapports d'aspect plus grands $(W + b)/L > 4$, les modes propres observés sont des modes transverses. La sélection du mode propre transverse dépend du rapport d'aspect géométrique de la cavité (c'est à dire de son allongement): le mode d'oscillation sélectionné correspond au mode ayant le moins de noeuds possibles tout en assurant que le premier noeud se trouve dans le canal principal. Ainsi, si le rapport d'aspect augmente suffisamment pour que le noeud initialement situé dans le canal soit amené à traverser l'interface et se positionner du côté de la cavité, le système semble préférer sélectionner un mode transverse plus élevé, de

Processus	Etat du plan d'eau	
	Mode longitudinal	Mode transverse
Génération des tourbillons	Creux de l'oscillation le long de la paroi amont ($\mathbf{x} = \mathbf{0}$) et crête le long de la paroi aval ($\mathbf{x} = \mathbf{L}$) de la cavité	Crête de l'oscillation le long du mur latéral du canal ($\mathbf{y} = \mathbf{L}$) et creux au niveau de la couche de mélange ($\mathbf{y} = \mathbf{0}$)
Disparition des tourbillons	Crête de l'oscillation le long de la paroi amont ($\mathbf{x} = \mathbf{0}$) et creux le long de la paroi aval ($\mathbf{x} = \mathbf{L}$) de la cavité	Crête de l'oscillation le long du mur latéral du canal ($\mathbf{y} = \mathbf{L}$) et creux au niveau de la couche de mélange ($\mathbf{y} = \mathbf{0}$)
Longueur d'onde	$\lambda_v = \frac{2L}{3}$	$\lambda_v = L$
Nombre de tourbillons simultanés	2 durant $T/2$, puis 1 durant $T/2$	1

Table IV.1: Dynamique tourbillonnaire observée en fonction du mode propre d'oscillation de surface libre dans la cavité

sorte que le premier nœud se retrouve au sein du canal principal.

- La génération et la disparition des tourbillons sont pilotées par la période du mode d'oscillation du plan d'eau selon le tableau IV.1
- Pour des modes transverses d'oscillation de surface libre, les tourbillons de la couche de mélange suivent un parcours rectiligne. Les courants induits par les oscillations de surface libre n'influent pas de façon notable sur leurs trajectoires.
- Les propriétés de la couche de mélange, telles que son épaisseur, la position du maximum de gradient de vitesse, et la vitesse transverse RMS moyenne, ne sont pas affectées fortement par le mode d'oscillation sélectionné.

En conclusion, les oscillations de surface libre sont dominées par des effets de résonance de type "cavité fermée" (voir figure I.26), contrairement aux résultats de Tsubaki & Fujita (2006), mais conforme aux résultats obtenus par Wolfinger *et al.* (2012); Kimura & Hosoda (1997); Meile *et al.* (2011). Les modes propres sélectionnés dépendent du rapport d'aspect étendu de la cavité mais pas du nombre de Froude de l'écoulement principal ou de la profondeur d'eau adimensionnelle. Ainsi, dans la limite des cas étudiés ici, les petits rapports d'aspect sélectionnent des modes propres longitudinaux, alors que les rapports d'aspect importants sélectionnent des modes propres transversaux. Cependant, le mode propre sélectionné a peu d'influence sur la couche de mélange, ainsi que sur les tourbillons de la couche de mélange. Deux exceptions dans les mesures réalisées au cours de cette thèse nécessitent cependant de réaliser des travaux supplémentaires pour les vérifier et en comprendre l'origine.

Chapitre V

Conclusions et perspectives

1 Discussion sur la typologie des modes d'oscillation des cavités

1.1 Rappel de la typologie disponible dans la littérature

Cette thèse s'est articulée volontairement suivant deux axes, basés sur les données de la littérature, et notamment ceux de Wolfinger *et al.* (2012). Ces auteurs proposent en effet une typologie des écoulements en cavité latérale à surface libre en 2 régimes. Le premier régime (correspondant à la première partie de la thèse, chapitre III) pour des nombres de Froude $Fr < 0.6$ est caractérisé par des oscillations de surface libre de faible amplitude, et par une absence de mode propre d'oscillation du plan d'eau (Wolfinger *et al.*, 2012; Tuna & Rockwell, 2015; Mignot *et al.*, 2016). Le deuxième régime (correspondant à la deuxième partie de la thèse, chapitre IV) pour des nombres de Froude $Fr > 0.6$, où les oscillations de surface libre sont de grande amplitude, et correspondent à un mode propre de cavité. Dans ce régime, le mode propre de surface sélectionné était soit longitudinal (Wolfinger *et al.*, 2012; Tuna & Rockwell, 2015; Kimura & Hosoda, 1997; Tsubaki & Fujita, 2006), soit transverse (Nezu & Onitsuka, 2002; Tsubaki & Fujita, 2006). Cependant, les mécanismes à l'origine de la sélection d'un mode longitudinal ou transverse, ainsi les gammes des paramètres correspondants, n'ont pas été déterminés par ces auteurs. Ce deuxième régime est nommé "lock-on" par Wolfinger *et al.* (2012) ou encore "Seiching" par Meile *et al.* (2011); Navaz-Montilla *et al.* (2019). L'objectif de cette section est une discussion finale de cette typologie à la lumière des résultats présentés dans cette thèse.

1.2 Rappel des principaux résultats de la thèse

Dans la première partie de cette thèse, nous montrons que l'évolution des fréquences d'oscillation de la surface libre en tout point de la cavité est égale à la fréquence de lâcher tourbillonnaire au coin amont de la cavité, ainsi qu'à la fréquence d'impact des

tourbillons au coin aval. Ainsi, sur toute la plage de nombres de Froude mesurée dans cette thèse, la couche de mélange n'est jamais considérée comme libre et est toujours confinée longitudinalement entre le coin amont et le coin aval, créant un forçage de la géométrie sur la couche de mélange. Cependant, les processus de résonance diffèrent en fonction du régime d'écoulement, basé principalement sur le nombre de Froude, avec un seuil mesuré pour $Fr \approx 0.6$, en accord avec la littérature.

Pour les nombres de Froude inférieurs à ce seuil, les processus de résonance dominants sont d'une part la rétroaction (adaptée de la communauté acoustique) le long de la couche de mélange entre les ondes de gravité générées par l'impact des tourbillons au coin aval et la génération de ces tourbillons au coin amont, et d'autre part les modes propres d'oscillation du plan d'eau au sein de la cavité. Pour la grande majorité des mesures effectuées dans cette thèse, la concordance entre ces deux processus de résonances pilote la sélection de la fréquence d'oscillation. Cependant, si cette concordance permet d'expliquer les mesures obtenues, elle ne permet pas systématiquement de prédire la fréquence d'oscillation de la cavité, notamment dans les cas d'écoulement où deux concordances sont possibles.

Pour les nombres de Froude supérieurs au seuil, les amplitudes d'oscillation mesurées sont beaucoup plus élevées que pour le régime précédent, en accord avec les observations de la littérature. Pour ce régime, un seul processus résonant existe. En effet, seuls les modes propres d'oscillation du plan d'eau pilotent la sélection de la fréquence d'oscillation; le modèle de rétroaction n'étant plus satisfait. La sélection de ce mode propre, longitudinal, transverse et du nombre d'ondes, ne dépend plus du nombre de Froude Fr , ni de la profondeur relative h/L (dans la gamme des paramètres étudiée ici) mais est fortement dépendante du rapport d'aspect géométrique étendu de la cavité $(W+b)/L$. Cependant, aucun modèle théorique ne permet à ce jour d'expliquer ou prédire la sélection du mode propre par la cavité; même si un critère (nommé **A** 4.2), basé sur la distance entre les nœuds d'oscillation de surface et l'interface entre la cavité et l'écoulement semble être un candidat prometteur pour cette sélection.

Enfin, nous avons vu que pour les bas nombres de Froude, la longueur d'onde du train de tourbillons de la couche de mélange s'adapte afin de satisfaire les conditions de résonances (du modèle de rétroaction et des modes propres), avec une célérité normalisée des tourbillons (c_v/U) constante. Au contraire, pour les hauts nombres de Froude, c'est la célérité d'advection des tourbillons (c_v/U) qui semble s'adapter pour satisfaire les conditions de résonance des modes propres de surface libre, sachant que la longueur d'onde de ce train de tourbillons est totalement pilotée par la géométrie de la cavité.

2 Proposition d'une nouvelle typologie

Dans l'ensemble de la thèse, plusieurs "types" de modes d'oscillation ont été identifiés; basés sur (i) l'existence de modes propres de déformée de surface de libre, (ii) l'amplitude de cette déformée, et (iii) la validité du modèle de rétroaction d'une onde de gravité

propagative sur la dynamique tourbillonnaire le long de la couche de mélange. Au total 5 types sont alors proposés dans le tableau V.1.

La première ligne du tableau V.1 correspond à la concordance entre les modes propres de surface libre et le modèle de rétroaction, observée pour la grande majorité des écoulements à bas nombre de Froude $< \mathbf{0.6}$ (voir figure III.6). Dans ce régime, les mesures par profilométrie par transformée de Fourier ont révélé que la déformée de surface libre correspond à une onde quasi-stationnaire, c'est à dire un mode propre de cavité légèrement déformé par la cellule de recirculation, ainsi que par les tourbillons présents dans la couche de mélange. Cependant, l'origine de cette déformation peut également provenir de l'excitation de ce mode propre par un mode de modèle de rétroaction à une fréquence légèrement différente. De plus, les oscillations de surface libre sont de faible amplitude. Ce régime est appelé ici régime de **couplage**.

Nombre de Froude	Oscillation de surface libre suivant un mode propre	Modèle de rétroaction valable ($N_e \approx N$)	Amplitude d'oscillation	Concordance du modèle de rétroaction et des modes propres
$< \mathbf{0.6}$ (1)	Oui	Oui	Faible	X
$< \mathbf{0.6}$ (2)	Non	Oui	Faible	
$\approx \mathbf{0.6}$ (3)	Oui	Oui	Fort	X
$\mathbf{0.6} < Fr < \mathbf{0.8}$ (4)	Oui	Non	Fort	
$\mathbf{0.8} < Fr < \mathbf{0.9}$ (5)	Oui	Non	Faible	

Table V.1: Tableau récapitulatif des différentes propriétés d'écoulement observées pour une cavité latérale à surface libre à géométrie simplifiée.

- (1) Observé dans la majorité des cas mesurés à bas nombre de Froude.
- (2) Observé pour quelques cas à bas nombre de Froude, ainsi que toutes les mesures de Wolfinger *et al.* (2012) à bas nombre de Froude.
- (3) Observé à $Fr \approx \mathbf{0.6}$ pour les petits rapports d'aspect géométrique $W/L < \mathbf{2}$ (dans cette thèse) et pour les mesures de Wolfinger *et al.* (2012), avec un mode propre de surface libre longitudinal.
- (4) Observé pour les grands rapports d'aspect géométrique $W/L > \mathbf{2}$ dans cette thèse, avec un mode propre de surface libre transverse.
- (5) Mesures de Wolfinger *et al.* (2012); régime inaccessible dans cette thèse

La deuxième ligne correspond au cas de validité du modèle de rétroaction, mais sans résonance de surface libre. Les amplitudes d'oscillations sont très faibles, et la déformée de surface ne correspond à aucun mode propre. Ce régime est observé pour quelques écoulements singuliers dans notre étude pour $Fr < \mathbf{0.6}$, mais aussi dans l'ensemble des mesures de Wolfinger *et al.* (2012) (pour $Fr < \mathbf{0.6}$). Ce régime est appelé ici régime de **rétroaction**.

La troisième ligne correspond à la concordance entre les modes propres de surface libre et le modèle de rétroaction, tout comme pour le régime de "couplage", mais cette fois avec des amplitudes d'oscillation de surface très importantes. Ce régime n'apparaît que pour des cavités avec un rapport d'aspect géométrique faible ($W/L < 2$), pour un nombre de Froude voisin de **0.6**. Ce régime est appelé ici régime de **couplage à forte amplitude**.

La quatrième ligne correspond aux écoulements pour lesquels la surface libre oscille selon un mode propre de cavité avec une grande amplitude, mais où le modèle de rétroaction n'est plus valide. Ce régime est appelé régime de **lock-on à forte amplitude**. Il est observé dans le cas (i) de cavités étroites ($W/L < 2$) pour des nombres de Froude supérieurs au régime de "couplage à forte amplitude" $Fr > 0.6$ mais $Fr < 0.8$ ou (ii) de cavités allongées ($W/L > 2$), pour $Fr \approx 0.6 - 0.8$.

Finalement, la dernière ligne, correspond au cas similaire au régime de "lock-on à forte amplitude", mais avec une amplitude d'oscillation nettement plus faible. Ces écoulements correspondent à tout rapport d'aspect de cavité pour des nombres de Froude élevés ($0.8 < Fr < 0.9$). De tels écoulements n'ont pas pu être observés dans cette thèse (pour cause de limitation expérimentale) mais sont présentés par Wolfinger *et al.* (2012). Cette réduction d'amplitude reste à ce jour totalement inexplicée. Ce régime est appelé **lock on à faible amplitude**.

3 Retour sur la littérature

Ainsi, contrairement à la typologie proposée par Tuna & Rockwell (2015); Wolfinger *et al.* (2012) basée sur deux gammes du nombre de Froude, il a été observé dans cette thèse que la typologie de l'écoulement en cavité latérale à surface libre est plus complexe. Certes le nombre de Froude est bien un paramètre dominant, mais le rapport d'aspect est aussi de grande importance, notamment pour les grands nombres de Froude. Du côté des processus physiques, deux résonances pilotent la dynamique oscillatoire de la cavité (lâcher tourbillonnaire et oscillation du plan d'eau): le phénomène de rétroaction des ondes de gravité sur le lâcher tourbillonnaire et la résonance de surface libre à une de ses fréquences propres. Cette thèse a permis d'observer que ces deux phénomènes étaient non seulement deux phénomènes se produisant à la même fréquence, que la trajectoire des tourbillons suit l'interface géométrique, mais également qu'il existe une synchronisation forte entre ces deux processus. Les tourbillons sont systématiquement formés et se détachent du coin amont lors d'un creux de l'oscillation de surface dans cette région du coin amont. De la même façon, les tourbillons impactent le coin aval pendant un creux de l'oscillation au niveau de ce coin aval.

Lors des régimes à haut nombre de Froude, les tourbillons sont formés à l'amont et impactent le coin aval lors d'un maximum d'amplitude du creux de l'oscillation ($t = 0, T/2, T, \dots$); alors que pour les régimes à bas nombre de Froude, ces événements n'ont pas lieu au maximum de l'amplitude, mais pendant la demi période correspondante.

Les modèles proposés dans cette thèse permettent d'expliquer l'origine de la fréquence d'oscillation de la cavité, et de prédire les fréquences possibles pour un nombre de Froude fixé. En revanche, il semble qu'un ingrédient supplémentaire soit requis pour prédire quelle fréquence est sélectionnée parmi celles possibles.

La prédiction systématique de la fréquence de résonance des cavités serait en effet un atout majeur pour la gestion des cavités latérales dans le domaine écologique (aération de la flore, échanges de nutriments / sédiments / gaz entre le cours d'eau et la cavité...) ou industriel (opérations portuaires, efforts sur les systèmes d'amarrage des bateaux...).

4 Perspectives

Comme énoncé ci-dessus, la perspective la plus importante, pour des travaux futurs, serait d'enrichir les modèles analytiques de prédiction des fréquences d'oscillation afin de les rendre complètement prédictifs. Les ingrédients supplémentaires à ajouter aux modèles proposés ici pouvant être liés à une résonance supplémentaire (à travers la cellule de recirculation, même si les temps caractéristiques d'advection mesurés ne privilégient pas cette hypothèse), un critère de stabilité de la couche de mélange, un critère énergétique associé aux modes propres disponibles...

Par ailleurs, il a été observé dans cette thèse que l'amplitude des oscillations de surface libre augmente fortement avec le nombre de Froude lorsque celui dépasse une valeur d'environ $Fr = 0.5$; de plus Wolfinger *et al.* (2012) montrent que cette amplitude diminue ensuite pour des nombres de Froude supérieurs à **0.7**. **Afin de mieux comprendre l'origine de cette variation d'apport énergétique aux oscillations de surface avec le nombre de Froude, une perspective de travail serait l'étude approfondie des mécanismes de génération des tourbillons, notamment le phénomène d'interaction collective, ou les processus d'impact de ces tourbillons sur le coin aval.** Ce sont des candidats potentiels pour expliquer ces variations. Une étude focalisée sur ces processus d'interaction fluide/structure serait alors utile pour gagner en compréhension de ces apports d'énergie potentielle de la couche de mélange à la cavité.

De plus, les travaux proposés dans cette thèse se sont limités à une géométrie de cavité simplifiée. Les modèles tels que proposés ne sont donc pas applicables directement aux géométries plus réalistes de cavités en rivières naturelles ou canaux artificiels. Notamment, la détermination des modes propres de telles cavités devrait nécessiter un calcul par éléments finis. Concernant le modèle de rétroaction, il sera préalablement nécessaire d'identifier l'axe de la couche de mélange, i.e. le lieu de génération et de disparition des tourbillons, ce qui n'est pas *à priori* évident en absence de coins bien marqués.

Les échanges de masse entre la cavité et l'écoulement constituent un processus déterminant pour les cavités naturelles; mais l'effet des régimes oscillatoires décrits dans le tableau V.1 sur ces échanges n'a pas pu être examiné en détail. Il serait ainsi très bénéfique d'étudier l'efficacité de ces échanges pour chacun des régimes identifiés dans cette thèse.

Bibliographie

- 2012 *Numerical simulation of dead zone flows in an open-channel with a side cavity and sudden enlargement*, Khulna, Bangladesh, International Conference on Civil Engineering for Sustainable Development.
- ADRIAN, R. J. 191 Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics* **23**, 261–304.
- AKUTINA, Y. 2015 Experimental investigation of flow structures in a shallow embayment using 3d-ptv. PhD thesis, Department of Civil Engineering and Applied Mechanics, McGill University.
- ALLAN, J. D. 2004 Landscapes and riverscapes: the influence of land use on stream ecosystems. *Annual Review of Ecology, Evolution and Systemics* **35**, 257–284.
- ALTAI, W. & CHU, V. H. 1997 Retention time in recirculating flow. *Environmental and Coastal hydraulics: Protecting the Aquatic Habitat* pp. 9–14.
- ALVAREZ, J. O., KERSCHEN, E. J. & TUMIN, A. 2004 A theoretical model for cavity acoustic resonances in subsonic flow. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (ed. American Institute of Aeronautics & Astronautics), p. 2845.
- ARDHUIN, F., DEVAUX, E. & PINEAU-GUILLOU, L. 2010 Observation et prévision des seiches sur la côte atlantique française. XI Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil, Les Sables d’Olonne, Editions Paralia CFL.
- AUBOURG, Q. 2016 Étude expérimentale de la turbulence d’ondes à la surface d’un fluide. la théorie de la turbulence faible à l’épreuve de la réalité pour les ondes de capillarité et gravité. PhD thesis, École Doctorale Ingénierie Matériaux, Mécanique, Environnement, Énergétique, Procédés, Production.
- BABARUTSI, S., GANOULIS, J. & CHU, V.H. 1989 Experimental investigation of shallow recirculating flows. *Journal of Hydraulic Engineering* **115** (7), 906–924.
- BELL, J.H. & MEHTA, R. D. 1989 Development of a two-stream mixing layer from tripped and untripped boundary layers. *AIAA Journal* **28** (12), 2034–2042.

- BILANIN, A. J. & COVERT, E. 1973 Estimation of possible excitation frequencies for shallow rectangular cavities. *AIAA Journal* **11** (3).
- BONE, D. J. 1991 Fourier fringe analysis: the two-dimensional phase unwrapping problem. *Applied Optics* **30** (25), 3627–3632.
- BOOIJ, R. 1989 Exchange of mass in harbours. In *Proceedings of 23rd IAHR Congress*.
- CAI, W. 2015 Experimental study of lateral cavities in open channel flows. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- CHARRU, F. 2007 *Instabilités Hydrodynamiques*. Savoirs Actuels, France.
- CHATELLIER, L. 2002 Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant. PhD thesis, Université de Poitiers.
- CHEN, D. & JIRKA, G. H. 1998 Linear stability analysis of turbulent mixing layers and jets in shallow waters layers. *Journal of Hydraulic Research* **36** (5), 815–830.
- CHU, V. H. & BABARUTSI, S. 1988 Confinement and bed-friction effects in shallow turbulent mixing layers. *Journal of Hydrauligic Engineering* **114** (10), 1257–1274.
- C.K.W., TAM & K.K., AHUJA 1990 Theoretical model of discrete tone generation by impinging jets. *Journal of Fluid Mechanics* .
- COLONIUS, T., BASU, A. & ROWLEY, C. 1999 Numerical investigation of the flow past a cavity. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, p. 1912.
- CONSTANTINESCU, G., SUKHODOLOV, A. & MCCOY, A. 2009 Mass exchange in a shallow channel flow with a series of groynes: LES study and comparison with laboratory and field experiments. *Environmental Fluid Mechanics* **9**, 587–615.
- COVELLI, P. J., MAUREL, A., PAGNEUX, V. & PETITJEANS, P. 2009 Global measurement of water waves by Fourier transform profilometry. *Experiments in Fluid* **46**, 1037–1047.
- DODDS, W. K. 2006 Nutrients and the “dead zones”: the link between nutrient ratios and dissolved oxygen in the northern gulf of Mexico. *Frontiers in Ecology and Environment* **4**, 211–217.
- EAST, L. F. 1966 Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities. *Journal of Sound Vibrations* **3** (3), 277–287.
- FORESTIER, N. 2001 Etude expérimentale d’une couche cisailée au dessus d’une cavité en régime transonique. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- GLOERFELT, X. 2009 Cavity noise. Art et Métiers, ParisTech, France, notes de Cours.
- GODRECHE, C. 1998 *Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities*. Cambridge University Press.

- GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M. & GROSJEAN, N. 2001 Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technologie* .
- HAMBLIN, P. F. 1982 On the free surface oscillations of lake ontario. *Limnology and oceanography* **27** (6), 1039–1049.
- HAN, L., MIGNOT, E. & RIVIÈRE, N. 2017 Shallow mixing layer downstream from a sudden expansion. *Journal of Hydraulic Engineering* **143** (5).
- HELLER, H. H., HOLMES, G. & COVERT, E. E. 1970 Flow-induced pressure oscillations in shallow cavities. *Tech. Rep.*. Air Force Flight Dynamics Laboratory.
- HILL, F. F. 2014 Simple model for the recirculation velocity of open channel embayments. *Journal of Hydraulic Engineering* **140** (4).
- HINTERBERGER, C., FRÖHLICH, J. & RODI, W. 2007 Three dimensional and depth averaged large-eddy simulations of some shallow water flows. *Journal of Hydrologic Engineering* **133** (8), 857–872.
- HO, C. & HUERRE, P. 1984 Free shear layers. *Annual review of Fluid Mechanics* **16** (1), 165–422.
- HO, C. & NOSSEIR, N. S. 1981 Dynamics of an impinging jet. part 1. the feedback phenomenon. *Journal of Fluid Dynamics* .
- HOYDYSH, W. G., GRIFFITHS, R. A. & OGAWA, Y. 1974 A scale model study of the dispersion of pollution in street canyon. *Journal of Air Pollution Control Association* **74** (157).
- HUERRE, P. & MONKEWITZ, P. A. 1985 Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics* **159**, 151–168.
- HUNT, J. C. R., WRAY, A. A. & MOIN, P. 1988 Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases. Proceedings of the 1988 Summer Program*, pp. 193–208. Stanford Univ.; CA, United States, United States.
- JACKSON, T. R., APTE, S. V., HAGGERTY, R. & BUDWIG, R. 2015 Flow structure and mean residence times of lateral cavities in open channel flows: influence of bed roughness and shape. *Environnemental Fluid Mechanics* **15**, 1069–1100.
- JACKSON, T. R., HAGGERTY, R., APTE, S. V. & O'CONNOR, B. L. 2013 A mean residence time relationship for lateral cavities in gravel-bed rivers and streams: incorporating streambed roughness and cavity shape. *Water Resources Research* **49**, 3642–3650.
- JACOBSON, R. B., FEMMER, S.R & MCKENNEY, R.A 2001 Land-use changes and the physical habitat of streams. *Tech. Rep.* 1175. U.S. Geological Survey Circular.

- JAHANMINI, M. 2011 Particle image velocimetry: Fundamentals and its applications. *Tech. Rep.*. Chalmers University of Technology, Division of Fluid Dynamics, Department of Applied Mechanics.
- JAMIESON, E. & GASKIN, S. J. 2007 Laboratory study of 3-dimensional characteristics of recirculating flow in a river embayment. In *32nd Congress of IAHR*, pp. 1–9. Venice, Italy.
- JEONG, J. & HUSSAIN, F. 1995 On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Dynamics* **285**, 69–94.
- KEGERISE, M. A. 1999 An experimental investigation of flow-induced cavity oscillations. PhD thesis, Syracuse University.
- KIMURA, L. & HOSODA, T. 1997 Fundamental properties of flows in open channels with dead zone. *Journal of Hydraulic Engineering* **123** (2), 98–107.
- K.K., AHUJA & J., MENDOZA 1995 Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes. *Tech. Rep.*. NASA.
- KLAASSEN, G. P. & PELTIER, W. R. 1985 The onset of turbulence in finite amplitude kelvin-helmholtz billows. *Journal of Fluid Mechanics* **155**, 1–35.
- KOLÁŘ, V. 2007 Vortex identification: New requirements and limitations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **28** (4), 638–652.
- KOLYSHKIN, A. A. & GHIDAOU, M. S. 2002 Gravitational and shear instabilities in compound and composite channels. *Journal of Hydraulic Engineering* **128** (12), 1076–1086.
- LAMB, H. 1945 *Hydrodynamics*. Cambridge University Press: Dover.
- LARCHEVÈQUE, L., SAGAUT, P., MARY, I., LABBÉ, O. & COMTE, P. 2003 Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep cavity. *Physics of Fluids* .
- LAUNAY, G. 2016 Etude expérimentale du tourbillon en fer à cheval au pied d'un obstacle émergent dans un roulement laminaire à surface libre. Français, Université de Lyon, tel-01493688.
- LECOZ, J., MICHALKOVA, M., HAUET, A., COMAJ, M., COMAJ, G., HOLUBOVA, K., PIÉGAY, H. & PAQUIER, A. 2010 Morphodynamics of the exit of a cutoff meander: experimental findings from field and laboratory studies. *Earth Surface Processes and Landforms* **35** (3), 249–261.
- LEE, I. Y. & PARK, H. M. 1994 Parameterization of the pollutant transport and dispersion in urban street canyons. *Atmospheric Environment* .

- LI, X. & DJILALI, N. 1995 On the scaling of separation bubbles. *JSME International Journal* **38** (4), 541–548.
- MAUREL, A., COBELLI, P., PAGNEUX, V. & PETITJEANS, P. 2009 Experimental and theoretical inspection of the phase-to-height relation in fourier transform profilometry. *Applied Optics* **48** (2), 380–392.
- MEILE, T., BOILLAT, J. L. & SCHLEISS, A. J. 2011 Water-surface oscillations in channels with axisymmetric cavities. *Journal of Hydraulic Research* **49** (1), 73–81.
- MERIAN, J.R. 1828 Ueber die bewegung tropfbarer flüssigkeiten in gefassen [on the motion of drippable liquids in containers]. PhD thesis, Basle.
- MIGNOT, E., CAI, W., LAUNAY, G., RIVIÈRE, N. & ESCAURIAZA, C. 2016 Coherent turbulent structures at the mixing-interface of a square open-channel lateral cavity. *Physics of Fluids* **28**, 17.
- MIGNOT, E., CAI, W., POLANCO, J. I., ESCAURIAZA, C. & RIVIERE, N. 2017 Measurement of mass exchanges processes and coefficients in a simplified open-channel lateral cavity connected to a main stream. *Environmental Fluid Mechanics* **17**, 429–448.
- MIZUMURA, K. & YAMASAKA, M. 2002 Flow in open-channel embayments. *Journal of Hydraulic Engineering* **128** (12), 1098–1101.
- NAVAZ-MONTILLA, A., JUEZ, C., FRANCA, M. J. & MURILLO, J. 2019 Depth-averaged unsteady RANS simulation of resonant shallow flows in lateral cavities WENO-ADER schemes. *Journal of Computational Physics* .
- NEZU, I. & ONITSUKA, K. 2002 PIV measurements of side-cavity open-channel flows wando model in rivers. *Journal of Visualization* **5** (1), 77–84.
- NYBORG, W. L. 1954 Self-maintained oscillations of the jet in a jet-edge system; i. *The journal of the acoustical society of America* **26** (2), 174–182.
- PLUMBEE, H. E., GIBSON, J. S. & LASSITER, I. W. 1962 A theoretical and experimental investigation of the acoustic response of cavities in an aerodynamic flow. *Tech. Rep.*. Flight Dynamics Laboratory, Aeronautical systems division. Air force systems command, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio.
- PODVIN, B. 2001 Introduction à la décomposition orthogonale aux valeurs propres ou p.o.d. LIMSI-CNRS UPR 3251, BP133 Université Paris-Sud.
- PONS, F., SERGENT, P. & LAMBERT, A. 2008 Calcul des seiches à partir du logiciel refonde. X Journées Nationales Génie Cotier - Génie Civile, Sophia Antipolis.
- POPE, S. B. 2008 *Turbulent Flows*. The Press Syndicate of the University of Cambridge.

- POWELL, A. 1961 On the edgetones. *Journal of The Acoustical Society of America* **33** (4), 395–409.
- PRASAD, A. K., ADRIAN, R. J., LANDRETH, C. C. & OFFUTT, P. W. 1992 Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogations. *Experiments in Fluid* **13**, 105–116.
- PROUST, S., FERNANDES, J. N., LEAL, J.B., RIVIÈRE, N. & PELTIER, Y. 2007 Mixing layer and coherent structures in compound channel flows: Effects of transverse flow, velocity ratio and vertical confinement. *Water Resources Research* **53**, 3387–3406.
- PRZADKA, A., CABANE, B., PAGNEUX, V., MAUREL, A. & PETITJEANS, P. 2011 Fourier transform profilometry for water waves: how to achieve clean water attenuation with diffusive reflection at the water surface? *Experiments in Fluids* **52**, 519–527.
- RABINOVITCH, A. B. 2009 *Seiches and Harbor Oscillations*, chap. 9. Singapoure: World Scientific Publisher.
- RIVIÈRE, N., TRAVIN, G. & PERKINS, R. 2011 Subcritical open channel flows in four branch intersections. *Water Resources Research* **47**.
- ROCKWELL, D. & KNISELY, C. 1979 The organized nature of flow impingement upon a corner. *Journal of Fluid Mechanics* **93** (3), 434–432.
- ROSSITER, J. E. 1964 Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. *Tech. Rep.* 3438. Aeronautical Research Council Reports and Memoranda.
- ROWLEY, C. W., WILLIAMS, D. R., COLONIUS, T., MURRAY, R. M. & MACMYNOWSKI, D. G. 2006 Linear models for control of cavity flow oscillation. *Journal of Fluid Mechanics* **547**, 317–330.
- SALIZZONI, P., SOULHAC, L. & MEJEAN, P. 2009 Street canyon ventilation and atmospheric turbulence. *Atmospheric Environment* **43**, 5056–5067.
- SANJOU, M. & NEZU, I. 2013 Hydrodynamic characteristics and related mass-transfer properties in open-channel flows with rectangular embayment zone. *Environnemental Fluid Mechanics* **13**, 527–555.
- SAROHIA, V. 1977 Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities. *AIAA Journal* **15** (7), 984–991.
- SCHEIMAN, J. 1978 Acoustic measurements of a large cavity in a wind tunnel. *Tech. Rep.* NASA.
- SHAKIBAINA, A., TABATABAI, M.R.M. & ZARRATI, A.R. 2010 Three dimensional numerical study of flow structure in channel confluences. *Canadian Journal of Civil Engineering* **37**, 772–781.

- SHIELDS, F. D., COOPER, C. M. & KNIGHT, S. S. 1995 Experiments in stream restoration. *Journal of Hydraulic Engineering* **121**, 494–502.
- SINI, J. F., ANQUETIN, S. & MESTAYER, P. G. 1996 Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons. *Atmospheric Environment* .
- STOCKER, J. J. 1957 *Water Waves: The Mathematical Theory with Applications*. Wiley Interscience.
- STOKES, G. G. 1981 On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums. *Cambridge Philosophical Society* **9** (8).
- STRYKOWSKI, P.J. & NICCUM, D. L. 1991 The stability of countercurrent mixing layers in circular jets. *Journal of Fluid Mechanics* **227**, 309–343.
- SUKHODOLOV, A. N., SCHNAUDER, I. & UIJTTEWAAL, W. S. J. 2010 Dynamics of shallow lateral shear layers: experimental study in a river with a sandy bed. *Water Resources Research* **46**.
- TAKEDA, M., INA, H. & KOBAYASHI, S. 1982 Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America* **72**.
- TAKEDA, M. & MUTO, K. 1983 Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-d object shapes. *Applied Optics* **22** (24), 3977–3982.
- TAM, C. K. W. & BLOCK, P. J. W. 1978 On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities. *Journal of Fluid Mechanics* **89**, 373–399.
- TANAKA, T. & OHMOTO, T. 2016 Turbulent structure in open channel with permeable and impermeable side cavities. *Journal of Applied Water Engineering and Research* **4** (1), 44–53.
- TROPEA, C. & YARIN, A. L. 2007 *Springer Handbook of Experimental Fluid Dynamics*. Springer.
- TSUBAKI, R. & FUJITA, I. 2006 Surface oscillations in flow past a side cavity using stereoscopic measurement and pod. *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering* **24** (2), 41–51.
- TUNA, B.A. & ROCKWELL, D. 2015 Shallow flow past a cavity: attenuation of oscillations via a bed perturbation. *Environmental Fluid Mechanics* **15**, 179–206.
- TUNA, B. A., TINAR, E. & ROCKWELL, D. 2013 Shallow flow past a cavity: globally coupled oscillations as a function of depth. *Experiments in Fluids* **54**, 20.
- UIJTTEWAAL, W. S., LEHMANN, D. & VAN MAZIJK, A. 2001 Exchange processes between a river and its groyne fields: model experiments. *Journal of Hydraulic Engineering* **127** (11), 928–936.

- UIJTTEWAAL, W. S. J. & BOOIJ, R. 2000 Effects of shallowness on the development of free-surface mixing layers. *Physics of Fluid* **12** (2), 392–402.
- VALENTINE, E. M. & WOOD, I. R. 1977 Longitudinal dispersion with dead zones. *Journal of the Hydraulics Division* **103** (9), 975–990.
- VERGEZ, C. 2010 Analyse du fonctionnement des instruments de musique à vent. tel-00535716, université de la Méditerranée - Aix-Marseille II.
- VOLKOV, V. V. & ZHU, Y. 2003 Deterministic phase unwrapping in the presence of noise. *Optics Letter* **28** (22).
- WEITBRECHT, V. & JIRKA, G.H. 2001 Flow patterns in dead zones of rivers and their effect on exchange processes. In *Proceedings of the 2001 International Symposium on Environmental Hydraulics*. ISEH and IAHR.
- WEITBRECHT, V., SOCOLOFSKY, S. A. & JIRKA, G. H. 2008 Experiments on mass exchange between groin fields and main stream in rivers. *Journal of Hydraulic Engineering* **134** (2), 173–183.
- WELCH, P. 1967 The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics* **15** (2), 70–73.
- WINANT, C. D. & BROWAND, F. K. 1974 Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* **63** (2), 237–255.
- WOLFINGER, M., OZEN, C. A & ROCKWELL, D. 2012 Shallow flow past a cavity: Coupling with a standing gravity wave. *Physics of Fluids* **24**.
- YAZID, A. W. M., SIDIK, N. A. C., SALIM, S. M. & SAQR, K. M. 2014 A review on the flow structure and pollutant dispersion in urban street canyons for urban planning strategies. *Simulation: Transaction of the Society for Modeling and Simulation International* .

Annexe

Sur la figure V.2, $t/T = 0$ est définie de la même façon que pour les mesures par profilométrie, c'est à dire lorsqu'il y a une crête à la paroi du canal et un creux proche de la couche de mélange. Les mêmes conclusions que celles issues de l'analyse par profilométrie par transformée de Fourier peuvent être tirées quant à la synchronisation entre les tourbillons de la couche de mélange et les oscillations de surface libre (section 4.3. Cependant, pour les mesures PIV, les tourbillons semblent se déplacer légèrement plus vite, et ralentir fortement lorsqu'ils arrivent très proches du mur aval. Ce comportement spécifique est difficile à généraliser, en effet, aucun moyennage de phase n'a pu être réalisé sur la trajectoire des tourbillons par PIV, à cause de la difficulté à suivre ces tourbillons avec le critère γ_1 pour des nombres de Froude élevés.

Ces difficultés, pour des hauts nombres de Froude, proviennent:

- d'un taux de cisaillement au niveau de l'interface très important, déformant énormément le champ de vitesse,
- de la cellule de recirculation devenu plus intense,
- des mouvements fluides verticaux (perpendiculaires au plan laser) induits par la déformée de surface libre, provoquant des erreurs sur les calculs de corrélation.

Pour une meilleure analyse des trajectoires de tourbillons par PIV, il faudrait améliorer les méthodes de détection.

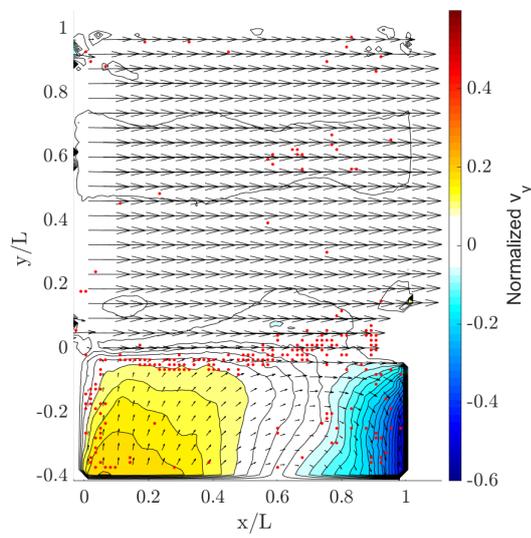


Figure V.1: Trajectoire des tourbillons de la couche de mélange pour un rapport d'aspect $(W + b)/L = 4.33$. En rouge, la position du centre des tourbillons, mesurée à partir du critère γ_1 . En fond, la vitesse transverse (selon y) moyenne.

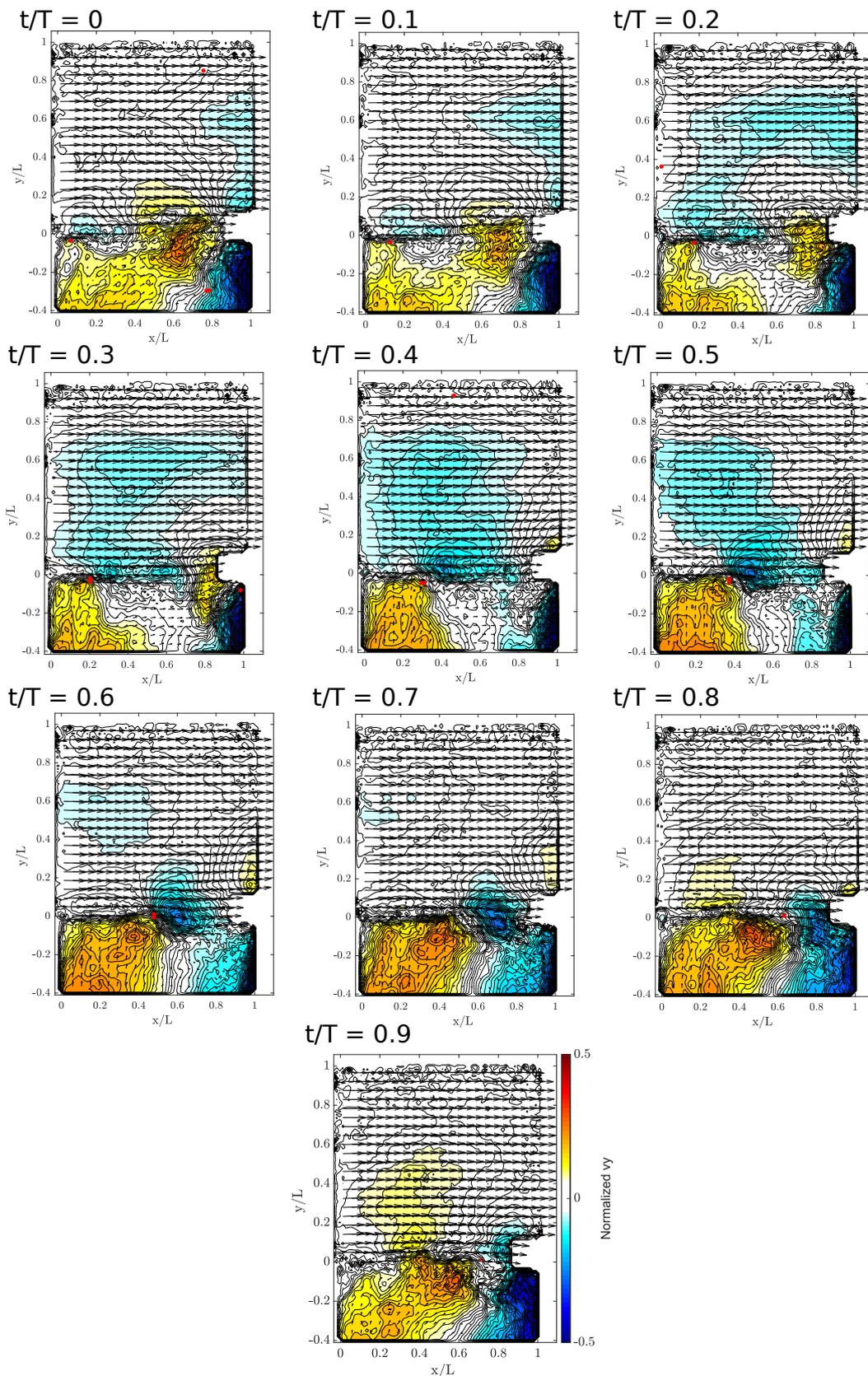


Figure V.2: Position du centre d'un tourbillon à 10 phases d'une période d'oscillation de surface libre pour un rapport d'aspect $(W + b)/L = 4.33$, pour un mode transverse $f = f_{03}$. En rouge, la position du centre d'un tourbillon mesurée à partir du critère γ_1 . En fond, la vitesse transverse instantanée à l'altitude $z/h = 0.8$ (selon y) normalisée par la vitesse débitante.

Resumé

Les travaux présentés ici se sont focalisés sur la détermination des fréquences d'oscillation de la surface libre, ainsi que sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire, pour des cavités latérales adjacentes à un écoulement à surface libre de géométrie prismatique simplifiée. Ces cavités représentent des cavités à géométries plus complexes retrouvées dans la nature, comme des ports artificiels ou des bras morts de rivière. Pour ces cavités, les oscillations de surface libre peuvent influencer sur la vie de l'écosystème dans la cavité, sur les échanges de nutriments et d'oxygène, avec le canal principal, mais également sur l'usure des systèmes d'amarrages et sur le chargement des bateaux.

Les mesures réalisées par PIV, profilométrie par transformée de Fourier et ultrason ont montré que la fréquence des oscillations de surface libre est identique à la fréquence du lâcher tourbillonnaire pour toutes les mesures de cette thèse. Les spectres ne présentent qu'un seul pic énergétique (avec parfois des harmoniques), indiquant que le processus est monochromatique. Le lâcher tourbillonnaire est ainsi systématiquement soumis à un forçage, induit par la présence du coin aval de la cavité, quelle que soit la valeur du nombre de Froude. Le comportement de la couche de mélange entre une cavité latérale et un écoulement est donc fondamentalement différent de celui d'une couche de mélange libre.

Pour les bas nombres de Froude $Fr < 0.6$, un processus de rétroaction, utilisé dans le domaine acoustique, a été adapté au cas des cavités latérales à surface libre. Ce processus se base sur la conversion de l'énergie des tourbillons en énergie potentielle au coin aval, créant des ondes de gravité de fréquence égale à la fréquence d'impact des tourbillons, se propageant dans toutes les directions. Ces ondes de gravité forcent ensuite le lâcher tourbillonnaire au niveau du coin amont. Le modèle, basé sur un critère de résonance associé à ce processus, permet de prédire les différentes fréquences disponibles pour une configuration d'écoulement donné. En plus de ce phénomène de rétroaction, les ondes de gravité peuvent entrer en résonances dans la cavité, si leur fréquence est proche de celle d'un mode propre de cavité. Dans ces cas, la fréquence d'oscillation de la cavité est "accrochée" à un mode propre jusqu'à ce que les fréquences disponibles s'en éloignent trop. Les amplitudes d'oscillation sont alors particulièrement faibles.

Lorsque le nombre de Froude est élevé $Fr > 0.6$, les amplitudes d'oscillation augmentent soudainement et la fréquence d'oscillation de la cavité est fixée, égale à une valeur correspondant à un mode propre de cavité. Dans ce régime, le modèle de rétroaction n'est plus valide, et le lâcher tourbillonnaire est alors dominé par les oscillations de surface libre.

Par ailleurs, à l'aide de mesure par profilométrie par transformée de Fourier, la synchronisation entre les tourbillons de la couche de mélange et les oscillations de surface libre a pu être étudiée. La génération, ainsi que l'impact des tourbillons, sont toujours associés à un creux de l'oscillation au niveau du coin amont (pour la génération) ou aval (pour l'impact), quel que soit le régime d'écoulement considéré.

Finalement, une typologie des écoulements en cavité latérale à surface libre, complétant la typologie proposée dans la littérature, est proposée en se basant sur les processus à l'origine de la sélection de la fréquence d'oscillation de la cavité.

Mots clés: dynamique tourbillonnaire, cavité latérale, surface libre, couche de mélange, modèle de Rossiter, fréquence d'oscillation