

Titre: Simulation numérique des vibrations de faisceaux de tubes soumis à un écoulement transverse : cas d'un écoulement de jet
Title:

Auteur: Jean Jovis Souaga
Author:

Date: 2021

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Souaga, J. J. (2021). Simulation numérique des vibrations de faisceaux de tubes soumis à un écoulement transverse : cas d'un écoulement de jet [Mémoire de maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/9908/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/9908/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Stéphane Étienne, Cédric Béguin, & Frederick Gosselin
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

**Simulation numérique des vibrations de faisceaux de tubes soumis à un
écoulement transverse : cas d'un écoulement de jet**

JEAN JOVIS SOUAGA

Département de génie mécanique

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
Génie mécanique

Décembre 2021

POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

**Simulation numérique des vibrations de faisceaux de tubes soumis à un
écoulement transverse : cas d'un écoulement de jet**

présenté par **Jean Jovis SOUAGA**
en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Jean-Yves TRÉPANIÉ, président
Stéphane ÉTIENNE, membre et directeur de recherche
Cédric BÉGUIN, membre et codirecteur de recherche
Frédéric GOSSELIN, membre et codirecteur de recherche
Bruno BLAIS, membre

DÉDICACE

À mon épouse . . .

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier et à adresser ma reconnaissance à toute personne qui m'a aidé de loin ou de près afin de réaliser ce projet de maîtrise.

Tout d'abord, je tiens à remercier très vivement mon directeur de recherche, Stéphane ÉTIENNE qui a accepté de me confier ce travail de recherche. Sa disponibilité et ces commentaires efficaces ont été d'un grand apport à la réalisation de ce travail. Je souhaite également remercier Cédric BÉGUIN pour son esprit de recherche et son sens de l'analyse sur le sujet et Frédérick GOSSELIN pour sa rigueur et son sens de l'écoute.

Pour l'aspect technique du code, j'ai eu besoin de l'appui de certaines personnes que je tenais à remercier. Mouad BOUDINA, merci pour mes nombreuses questions que tu as eues à répondre lors de mon apprentissage. Merci également Étienne MULLER et Yohann VAUTRIN.

Mes remerciements vont également à l'endroit de mes amis du laboratoire, Anthony, Florian, Mathilde. Je vous souhaite à tous et toutes la réussite dans vos expériences professionnelles.

Je n'oublie pas mes amis Paterne et particulièrement Yao Luc pour ces nombreuses discussions sur divers sujets. Merci pour la lecture et les commentaires sur ce rapport, j'en suis reconnaissant.

Merci à Framatome pour le soutien financier sur ce projet et les réunions d'échanges pour voir les avancées.

Enfin, j'adresse mon amour à mon épouse, à mes parents qui malgré la distance prennent toujours de mes nouvelles et m'encourage sans faille.

RÉSUMÉ

Ce mémoire présente la mise en place d'une étude numérique permettant de simuler l'écoulement d'un jet transverse dans un faisceau de tubes en configuration carrée et évaluer son effet sur la stabilité des tubes. Les simulations sont effectuées sur le code CADYF (Calcul et Analyse de Dynamique des Fluides).

La configuration statique en deux dimensions (2D) est tout d'abord étudiée pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse afin de déterminer les coefficients de portance et de traînée. Les coefficients de dérivées de stabilité de la portance et de la traînée sont également obtenus. La détermination de ces différents coefficients permet de mettre en place le modèle quasi-stationnaire pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse et de déterminer la vitesse critique d'instabilité fluidélastique.

L'interaction fluide-structure est étudiée pour le faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse uniforme puis à un écoulement de jet transverse. Pour le faisceau de tubes soumis à l'écoulement transverse uniforme, le paramètre masse-amortissement prend différentes valeurs ce qui permet de déterminer plusieurs vitesses critiques d'instabilité fluidélastique. Avec cette même approche la vitesse critique d'instabilité fluidélastique est déterminée pour un paramètre de masse-amortissement donné dans le cas l'écoulement de jet transverse.

Pour le faisceau de tubes soumis à l'écoulement de jet transverse, une étude d'influence de certains paramètres comme l'excentricité du jet, le diamètre du jet ont été menés. À l'issue de ces études les vitesses critiques d'instabilité fluidélastique sont déterminées puis représentées sur la carte de stabilité.

Dans toutes les études, les géométries sont en 2D. Le faisceau de tubes comprend 36 cylindres en configuration carrée dont le rapport pas sur diamètre du tube (P/D) est égal à 1.32.

Ces études ont permis de déterminer les vitesses critiques d'instabilité fluidélastique dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse (uniforme et jet) puis de les représenter sur la carte de stabilité.

ABSTRACT

This thesis presents the implementation of a numerical study to simulate the transverse jet flow in a tube bundle in a square configuration and evaluate its effect on the stability of the tubes. Simulations are performed with the CADYF code (Computation and Analysis of Fluid Dynamics).

The static configuration in two dimensions (2D) is first studied for a tube bundle subjected to a transverse jet flow in order to determine the lift and drag coefficients. The coefficients of stability derivatives of lift and drag are also obtained. The determination of these different coefficients allows to set up the quasi-steady model for a tube bundle subjected to a transverse jet flow and to determine the critical velocity of fluidelastic instability.

Fluid-structure interactions are studied for the tube bundle subjected to a uniform transverse flow and then to a transverse jet flow. For the tubes bundle subjected to uniform transverse flow, the mass-damping parameter takes different values which allows to determine several critical velocities of fluidelastic instability. With this same approach the critical velocity of fluidelastic instability is determined for a given mass-damping parameter in the case of transverse jet flow.

For the tube bundle subjected to the transverse jet flow, a study of the influence of some parameters such as the eccentricity of the jet, the diameter of the jet were conducted. At the end of these studies the critical velocities of fluidelastic instability are determined and then represented on the stability map.

In all studies, the geometries are in 2D. The tube bundle consists of 36 cylinders in square configuration with a pitch to tube diameter ratio (P/D) equal to 1.32.

These studies made it possible to determine the critical velocities of fluidelastic instability in a tube bundle in square configuration subjected to a transverse flow (uniform and jet) then to represent them on the stability map.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES ABRÉVIATIONS ET NOTATIONS	xvi
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Mise en contexte	1
1.2 Organisation du mémoire	2
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	4
2.1 Écoulement dans un faisceau de tubes	4
2.2 Mécanisme d'excitation	6
2.3 Instabilité fluidélastique en écoulement monophasique	7
2.3.1 Définition du seuil de stabilité	7
2.3.2 Modèles à jets alternés	9
2.3.3 Modèles quasi-statiques	10
2.3.4 Modèles quasi-stationnaires	11
2.3.5 Modèles instationnaires	12
2.3.6 Modèles semi-Analytiques	13
2.3.7 Études expérimentales et modèles numériques de l'instabilité fluidélastique	15
2.4 Objectifs de la recherche	17
CHAPITRE 3 MÉTHODES NUMÉRIQUES	19
3.1 Description des équations	19

3.1.1	Équations de Navier-Stokes	19
3.1.2	Équation du mouvement d'un corps rigide	20
3.2	Description de la méthode de résolution	20
3.2.1	Description du solveur numérique CADYF	20
3.2.2	Couplage des modèles fluide et solide	21
3.2.3	Approche ALE	21
CHAPITRE 4 CYLINDRE SEUL ET FAISCEAU DE TUBES SOUMIS À UN ÉCOU- LEMENT TRANSVERSE EN CONFIGURATION STATIQUE		22
4.1	Cylindre seul en configuration statique	22
4.1.1	Grandeurs caractéristiques	22
4.1.2	Description du problème étudié	23
4.1.3	Vérification et validation	24
4.1.4	Résultats et analyses	26
4.2	Faisceau de cylindres dans un écoulement uniforme transverse à bas régime .	30
4.2.1	Configuration étudiée	30
4.2.2	Résultats et analyses	31
4.3	Conclusion partielle	33
CHAPITRE 5 SIMULATION DE L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE DANS UN FAISCEAU DE TUBES SOUMIS À UN ÉCOULEMENT TRANSVERSE . .		34
5.1	Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse	34
5.1.1	Configuration étudiée	34
5.1.2	Résultats et analyses	36
5.2	Instabilité des cylindres avec le modèle quasi-stationnaire	39
5.2.1	Détermination de la force fluide F_y , linéarisation des coefficients de portance et de traînée et adimensionnement de l'équation du mouvement	40
5.2.2	Résultats et analyses pour le modèle quasi-stationnaire	48
5.3	Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme	53
5.3.1	Configuration étudiée	53
5.3.2	Résultats et analyses	54
5.4	Écoulement transverse uniforme dans un faisceau carré de tubes	57
5.4.1	Méthodologie	57
5.4.2	Configuration étudiée, maillage et conditions aux limites	58
5.4.3	Résultats des simulations et analyses	60

5.5	Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse à bas nombre de Reynolds	63
5.5.1	4 tubes flexibles dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse	64
5.5.2	Faisceau de tubes mobiles avec excentricité nulle ($\xi = 0$) en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse	66
5.5.3	Résultats des simulations et analyses	67
5.6	Influence de l'excentricité du jet ξ ainsi que le diamètre du jet D_j	71
5.6.1	Influence de l'excentricité du jet ($\xi = +0.5P$)	71
5.6.2	Influence du diamètre du jet (D_j)	74
5.7	Carte de stabilité	77
5.8	Conclusion partielle	80
CHAPITRE 6 CONCLUSION		81
6.1	Synthèse des travaux	81
6.2	Limitations de la solution proposée	83
6.3	Améliorations futures	83
RÉFÉRENCES		85

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Dimensions du domaine maillé	23
Tableau 4.2	Caractéristiques physiques et nombre de Reynolds	23
Tableau 4.3	Différents maillages obtenus avec CADYF	24
Tableau 4.4	Moyenne du coefficient de traînée, coefficient maximal de la portance et nombre de Strouhal pour $Re = 200$ avec différents maillages	28
Tableau 4.5	Comparaison des résultats pour un cylindre fixe avec $Re = 200$	29
Tableau 4.6	Valeurs moyennes du coefficient de portance \overline{C}_L et de traînée \overline{C}_D	32
Tableau 4.7	Moyenne de la dérivée de stabilité des différents cylindres en fonction du déplacement du cylindre central C	33
Tableau 5.1	Caractéristiques physiques et nombre de Reynolds	35
Tableau 5.2	Nombres adimensionnels intervenant dans l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes	35
Tableau 5.3	Coefficients moyens de portance et de traînée pour un écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes en configuration carrée avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$	37
Tableau 5.4	Moyennes de la dérivée de stabilité par rapport aux tubes 1, 2, 3 et 4	39
Tableau 5.5	Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse $P/D = 1.32$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$	51
Tableau 5.6	Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse $P/D = 1.32$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$	52
Tableau 5.7	Coefficients moyens de portance et de traînée pour un écoulement transverse uniforme dans un faisceau de tubes en configuration carrée avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$	55
Tableau 5.8	Vitesses critiques d'instabilité pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$	56
Tableau 5.9	Paramètres physiques et nombres adimensionnels	57
Tableau 5.10	Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$ pour différentes valeurs du paramètre masse-amortissement	61
Tableau 5.11	Caractéristiques physiques et nombre adimensionnel	63

Tableau 5.12	Nombres adimensionnels intervenant dans l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes	63
Tableau 5.13	Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$ et $\xi = 0$ pour 4 tubes flexibles	65
Tableau 5.14	Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes mobiles soumis à un écoulement de jet transverse en configuration carrée avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$ et $\xi/P = 0$	70
Tableau 5.15	Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes mobiles soumis à un écoulement de jet transverse en configuration carrée avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$ et $\xi/P = +0.5$	73
Tableau 5.16	Vitesses réduites critiques pour un écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes en configuration carrée avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$, $\xi/P = 0$ et $D_j/D = 3.05$	76
Tableau 5.17	Vitesses critiques d'instabilité fluidélastique calculées pour différents paramètres de simulation avec $Re = 200$	77
Tableau 5.18	Constante de Connors K et n pour $m^*\delta \geq 2.5$	79
Tableau 5.19	Cas stable obtenu pour un faisceau carré soumis à un écoulement transverse avec $P/D = 1.32$, $m^* = 10$ et $Re = 200$	80

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Configurations de faisceaux de tubes dans un échangeur de chaleur	5
Figure 2.2	Principales sources d'excitation dans les échangeurs de chaleur (inspiré de Gorman (1976))	6
Figure 2.3	Carte de stabilité représentant les seuils d'instabilité fluidélastique pour les faisceaux de tubes (figure inspiré de Pettigrew & Taylor (1991))	8
Figure 2.4	Comportement de l'écoulement décrit par Roberts	9
Figure 2.5	Hypothèses du modèle instationnaire de Tanaka et Takahara	12
Figure 2.6	Instabilité fluidélastique obtenue par Lever & Weaver (1986) pour un seul cylindre flexible dans un faisceau triangulaire parallèle avec $P/D = 1.375$, $\zeta = 0.00143$ et $m^* = 200$	14
Figure 2.7	Instabilité fluidélastique obtenue par Lever & Weaver (1986) pour un seul cylindre flexible dans un faisceau carré parallèle avec $P/D = 1.375$, $\zeta = 0.00143$ et $m^* = 200$	14
Figure 4.1	Dimensions du domaine pour un cylindre seul en configuration statique	23
Figure 4.2	Exemple de maillage autour du cylindre obtenu avec CADYF (a) et champ de vorticité (b) avec le nombre de Reynolds $Re = 200$	24
Figure 4.3	Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M1 avec $Re = 200$	26
Figure 4.4	Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M2 avec $Re = 200$	26
Figure 4.5	Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M3 avec $Re = 200$	27
Figure 4.6	Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M4 avec $Re = 200$	27
Figure 4.7	étude de la convergence en maillage de la moyenne du coefficient de traînée (a) et du maximum du coefficient de la portance (b) avec $Re = 200$	28
Figure 4.8	Convergence en maillage du nombre de Strouhal en fonction du noeud pour un maillage adapté : cylindre seul avec $Re = 200$	29
Figure 4.9	Configuration caractéristique de cylindres tiré de Watteaux (2008)	30
Figure 4.10	Maillage du domaine de calcul avec trois cycles d'adaptation	30
Figure 4.11	Champ de vitesses longitudinale u	31
Figure 4.12	Champ de vitesses transverse v	31

Figure 5.1	Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$: cas d'excentricité nulle $\xi = 0$	34
Figure 5.2	Différents champs calculés en régime transitoire pour un faisceau de tubes fixes soumis à un écoulement de jet transverse avec le nombre de Reynolds $Re = 200$ à l'instant $t^* = 50$ pour $P/D = 1.32$	36
Figure 5.3	Forces hydrodynamiques d'un faisceau carré en configuration statique soumis à un écoulement de jet transverse avec $Re = 200$	37
Figure 5.4	Dérivées de stabilité des coefficients de portance d'un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse avec $Re = 200$	38
Figure 5.5	Notation et orientation des axes et efforts	39
Figure 5.6	Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'inter-tube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est stable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $m^* = 10$	48
Figure 5.7	Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'inter-tube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est stable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $\zeta = 0.04$	49
Figure 5.8	Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'inter-tube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est instable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $m^* = 10$	50
Figure 5.9	Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'inter-tube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est instable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $\zeta = 0.04$	51
Figure 5.10	Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$	53
Figure 5.11	Différents champs calculés pour un faisceau de tubes fixes soumis à un écoulement transverse uniforme avec le nombre de Reynolds $Re = 200$ à l'instant $t^* = 60$ pour $P/D = 1.32$	54
Figure 5.12	Forces hydrodynamiques d'un faisceau carré en configuration statique soumis à un écoulement transverse uniforme avec $Re = 200$ et $P/D = 1.32$	55
Figure 5.13	Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$	58

Figure 5.14	Maillage du domaine de calcul obtenu avec CADYF	59
Figure 5.15	Zoom du maillage autour des tubes	59
Figure 5.16	Différents champs calculés pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse uniforme avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 0.3$ et $U_r = 2.2$ à l'instant $t^* = 50$	60
Figure 5.17	Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps avec $Re = 200$ pour différents paramètres de masse-amortissement	62
Figure 5.18	Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$ avec une excentricité nulle $\xi = 0$	64
Figure 5.19	Amplitude de déplacements des tubes 1, 2, 3 et 4 au cours du temps pour $m^*\delta = 2.5$, $P/D = 1.32$ et $Re = 200$	65
Figure 5.20	Faisceau de tubes mobiles en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$: cas d'excentricité nulle $\xi = 0$	66
Figure 5.21	Exemple de maillage obtenu avec le code de calcul CADYF	66
Figure 5.22	Différents champs calculés pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse ($\xi = 0$) avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $U_r = 10$ à l'instant $t^* = 870$	68
Figure 5.23	Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$, $\xi/P = 0$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $Re = 200$. La vitesse critique est donc $U_{rc} = 10.1 \pm 0.1$	69
Figure 5.24	Amplitude de déplacements des tubes en fonction de la vitesse réduite pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$, $\xi/P = 0$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$, $U_{rp}(t^*) = 9.5 + 0.00025t^*$ et $Re = 200$	69
Figure 5.25	Amplitude de déplacement maximale de chaque tube avec $P/D = 1.32$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$	70
Figure 5.26	Faisceau de tubes en configuration carrée dans le cas d'un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$ et $Re = 200$: cas du jet d'excentricité non nulle $\xi/P = +0.5$	71
Figure 5.27	Différents champs calculés pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse ($\xi/P = +0.5$) avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $U_r = 9.8$ à l'instant $t^* = 1440$	72
Figure 5.28	Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$, $\xi/P = +0.5$ et $Re = 200$	73

Figure 5.29	Amplitude de déplacement maximale de chaque tube avec le rapport $P/D = 1.32$, $\xi/P = +0.5$ et $Re = 200$	74
Figure 5.30	Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $D_j/D = 3.05$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$.	75
Figure 5.31	Différents champs calculés pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse ($\xi/P = 0$) avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $U_r = 8.0$ à l'instant $t^* = 1000$	75
Figure 5.32	Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 3.05$, $\xi/P = +0.5$ et $Re = 200$	76
Figure 5.33	Carte d'instabilité fluidélastique pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement uniforme et de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $m^* = 10$ et $Re = 200$	78

LISTE DES ABRÉVIATIONS ET NOTATIONS

ABRÉVIATIONS

AIEA	Agence International de l'Énergie Atomique
ALE	<i>Arbitrary Lagrangian Eulerian</i>
APRP	Accident de Perte de Réfrigérant Primaire
BDF	<i>Backward Differentiation Formulas</i>
CADYF	Calcul et Analyse de Dynamique des Fluides
CCNS	Commission Canadienne de Sûreté Nucléaire
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CSD	<i>Computational Structural and Solid Dynamics</i>
GIEC	Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat
IFE	Instabilité Fluidélastique
IFS	Interaction Fluide-Strucure
LDA	<i>Laser Doppler Anemometry</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LOCA	<i>Loss of Collant Accident</i>
MDP	<i>Mass-Damping Parameter</i>
PM	Polytechnique Montréal
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
REP	Réacteur à Eau sous Pression
URANS	<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
VIT	Vibrations Induites par Turbulence
VIV	Vibrations Induites par Vortex

NOMENCLATURES

c	Coefficient d'amortissement
$[C]$	Matrice d'amortissement
C_D	Coefficient de traînée
C_{D_q}	Coefficient de traînée du cylindre q
\overline{C}_D	Moyenne du Coefficient de traînée
$\overline{C}_{D,Y}$	Moyenne de la dérivée de stabilité du coefficient de traînée
C_L	Coefficeint de portance

C_{L_q}	Coefficient de portance du cylindre q
C_{Lrms}	<i>Root mean square</i> du coefficient de portance
\overline{C}_L	Moyenne du Coefficient de portance
$\overline{C}_{L,Y}$	Moyenne de la dérivée de stabilité du coefficient de portance
C_x	Coefficient de force fluide
D	Diamètre du tube [m]
D_j	Diamètre du jet [m]
D_j/D	Ratio diamètre du jet-diamètre du tube
D_j/P	Ratio diamètre du jet-pas
\mathbf{f}	Forces volumiques qui s'exercent sur le fluide
f	Fréquence d'émission des tourbillons [Hz]
$\{F\}$	Vecteur des forces extérieures
F_D	Force de traînée
F_L	Force de portance
F_x	Force du tube horizontale [N]
F_y	Force du tube verticale [N]
H	Hauteur du domaine [m]
I	Tenseur identité
k	Raideur du tube [N/m]
K, n	Constantes de Connors
$[K]$	Matrice de raideur
K_y	Rigidité verticale [N/m]
L_1	Longueur en amont du cylindre [m]
L_2	Longueur en aval du cylindre [m]
m	Masse du tube par unité de longueur [kg/m]
m^*	Ratio de masse
$[M]$	Matrice de masse
\mathbf{n}	Normale unitaire à la frontière du domaine
p	Pression [Pa]
P	Pas [m]
P/D	Rapport pas-diamètre du tube
r	Variable d'état
Re	Nombre de Reynolds
St	Nombre de Strouhal
t	Temps [s]
t^*	Temps adimensionnel

\mathbf{u}	Vitesse du fluide
\mathbf{u}_D	Vitesse imposée
u_j	Vitesse du jet
U_P	Vitesse intertube [m/s]
U_{pc}	Vitesse critique du <i>pitch</i>
U_r	Vitesse réduite
U_R	Vitesse relative
U_∞	Vitesse à l'entrée du domaine [m/s]
\mathbf{v}	Vitesse du maillage due au mouvement solide
x	Déplacement parallèles à l'écoulement
\dot{x}	Dérivée du déplacement parallèle
y	Déplacement transverse à l'écoulement
\dot{y}	Dérivée du déplacement transverse
y_q	Déplacement transverse du cylindre q
y_q^*	Déplacement adimensionnel transverse du cylindre q

LETTRES GRECQUES

α	Angle d'incidence de la vitesse relative
γ	Valeurs propres complexes
Γ_D	Conditions limites de Dirichlet
Γ_N	Conditions limites de Neumann
δ	Décrément logarithmique
ζ	Ratio d'amortissement
μ_f	Viscosité dynamique du fluide [kg/(m· s)]
ξ	Excentricité du jet
ρ	Masse volumique du fluide [kg/m ³]
σ	Tenseur des contraintes
τ	Tenseur des contraintes visqueuses
τ_r	Retard en temps
τ_N	Traction imposée
χ	Coordonnées cartésiennes su maillage
ω	Déphasage
Ω	Frontière du domaine

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

Étant donné que la demande mondiale d'énergie augmente constamment et que l'approvisionnement en combustibles fossiles est limité, un intérêt accru est porté aux sources d'énergies renouvelables telles que les énergies solaire, éolienne et les énergies bas-carbone (nucléaire). En 2005, selon l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA), l'énergie nucléaire fournissait 6,3 % de l'énergie mondiale et environ 15% de l'électricité mondiale. La majorité des scénarios du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) qui permettent de maintenir l'augmentation de la température de la terre en dessous de +1.9C par rapport à l'air pré-industrielle requièrent une augmentation de l'énergie nucléaire. Selon l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA), on comptait 436 réacteurs nucléaires dans 31 pays du monde en décembre 2009. D'après les chiffres de la Commission Canadienne de Sûreté Nucléaire (CCSN), il y a actuellement 22 réacteurs nucléaires au Canada produisant 15% de la production totale d'électricité, ce qui équivaut à 85 milliards de kWh. Face à cette grande consommation d'énergie dans le monde, le nucléaire est une alternative. Cependant, il y a des risques lors de l'utilisation des centrales nucléaires et aussi au cours de leurs entretiens. L'industrie nucléaire est très normée et fait beaucoup de recherche pour améliorer la sécurité.

L'un des accidents de référence pouvant survenir dans un Réacteur à Eau sous Pression (REP) est l'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire (APRP), ou *Loss of Coolant Accident (LOCA)* en anglais. Le LOCA est étudié pour concevoir certains systèmes d'urgence mis en place dans les installations nucléaires de base. Il correspond à la rupture d'un tuyau dans la boucle primaire. Cet accident est associé à une perte de pression qui conduit à la vaporisation de l'eau dans le cœur du réacteur puis à l'élévation de la température des assemblages. Des défaillances, dans un certain nombre de REP, d'assemblages combustibles situés à la périphérie du cœur du réacteur ont été signalées Lee & Chang (1990). Les défaillances ont été causées par de fortes vibrations des crayons combustibles induites par un écoulement de jet provenant d'une fente étroite parallèle à l'axe des crayons combustibles.

Pour les concepteurs, il y a un ajustement lors de la conception de structures qui seront éventuellement soumises à des écoulements transverses (uniforme et de jet). Pour éviter les vibrations induites par écoulement, la structure doit être rigide et lourde, mais cela la rendra coûteuse en raison de la quantité de matériau requise. Dans les échangeurs de chaleur à écoulement mixte, le cas est encore plus complexe : pour obtenir un bon taux de transfert de

chaleur, des tubes à faible résistance thermique et par conséquent à parois minces et à faible rigidité sont nécessaires. Mais, pour résister aux vibrations, les tubes doivent être rigides (parois épaisses). Un autre paramètre important pour l'échange de chaleur est la vitesse d'écoulement ; une vitesse accrue augmente l'échange de chaleur, l'énergie d'écoulement et ses forces de réaction. Pour éviter les problèmes de vibrations induites par écoulement dans les faisceaux de tubes soumis à un écoulement transverse, la vitesse d'écoulement critique à laquelle elle se produit doit être prédite par un modèle fiable.

Les causes de la vibration induite par écoulement sont brièvement passées en revue et certains modèles auront une attention particulière. Plus précisément, le mécanisme de l'Instabilité Fluidélastique (IFE). Des études expérimentales antérieures (Lee (1981); Lee & Chang (1990)) ont montré qu'un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet peut subir une instabilité fluidélastique.

Ce mémoire de maîtrise porte sur la mise en place d'une étude numérique d'écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes afin d'obtenir des données pertinentes pour prédire l'instabilité fluidélastique ainsi qu'évaluer son effet sur la stabilité des tubes. Les simulations numériques sont effectuées en utilisant le code Calcul et Analyse de Dynamique des Fluides (CADYF) développé à Polytechnique Montréal (PM).

1.2 Organisation du mémoire

Ce mémoire est organisé selon le plan suivant :

Après ce chapitre d'introduction, dans le deuxième chapitre, l'accent est mis sur la revue de la littérature des Instabilité Fluidélastique (IFE) en écoulement monophasique. Elle présentera l'état de l'art des différents outils utilisés pour la simulation d'écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes afin d'en ressortir les limites.

Le troisième chapitre est consacré à la méthode numérique employée, c'est à dire la description des équations fondamentales utilisées dans le code de calcul CADYF.

Le quatrième chapitre porte sur la vérification et la validation du code CADYF à travers des cas tests. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de la littérature.

Le cinquième chapitre porte sur la simulation des écoulements transverse uniforme et transverse de jet dans un faisceau de tubes. La vitesse critique d'instabilité fluidélastique est déterminée. Le paramètre masse-amortissement est étudié dans les deux cas. L'influence du diamètre du jet sur le diamètre du tube ainsi que l'excentricité du jet sont étudiées dans le cas de l'écoulement de jet transverse. La carte de stabilité est présentée pour toutes les vitesses critiques d'instabilité obtenues.

Pour finir, le sixième chapitre est consacré à la conclusion générale.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

2.1 Écoulement dans un faisceau de tubes

Lors de la conception des échangeurs de chaleur, l'accent est mis sur l'efficacité. Pour augmenter l'efficacité d'un échangeur de chaleur, le principe fondamental dicte que le concepteur doit augmenter la surface de transfert de chaleur, ce qui est obtenu en utilisant un grand nombre de petits tubes étroitement espacés appelés faisceaux de tubes. C'est pourquoi ils sont largement utilisés dans les échangeurs de chaleur.

L'agencement du faisceau de tubes peut être quelconque ou en ligne.

Les recherches de l'IFE identifient ces différentes configurations comme résumé par Weaver & Fitzpatrick (1988) :

- Carré aligné
- Carré en rotation
- Triangle parallèle
- Triangle normal

La figure 2.1 montre les quatre configurations courantes de faisceaux de tubes dans les échangeurs de chaleur. Le coefficient de transfert de chaleur le plus élevé est obtenu dans les faisceaux décalés (triangle parallèle, triangle normal, carré en rotation) car ils génèrent plus de turbulence dans le champ de l'écoulement.

La configuration triangulaire a un coefficient de transfert de chaleur élevé. L'inconvénient de cette configuration est qu'elle est difficile à nettoyer lors de son entretien. Par contre, l'avantage de la configuration carrée est qu'elle est plus facile à nettoyer ce qui favorise un entretien régulier de la surface du tube. Dans le cadre de ce mémoire seul la configuration carrée est étudiée.

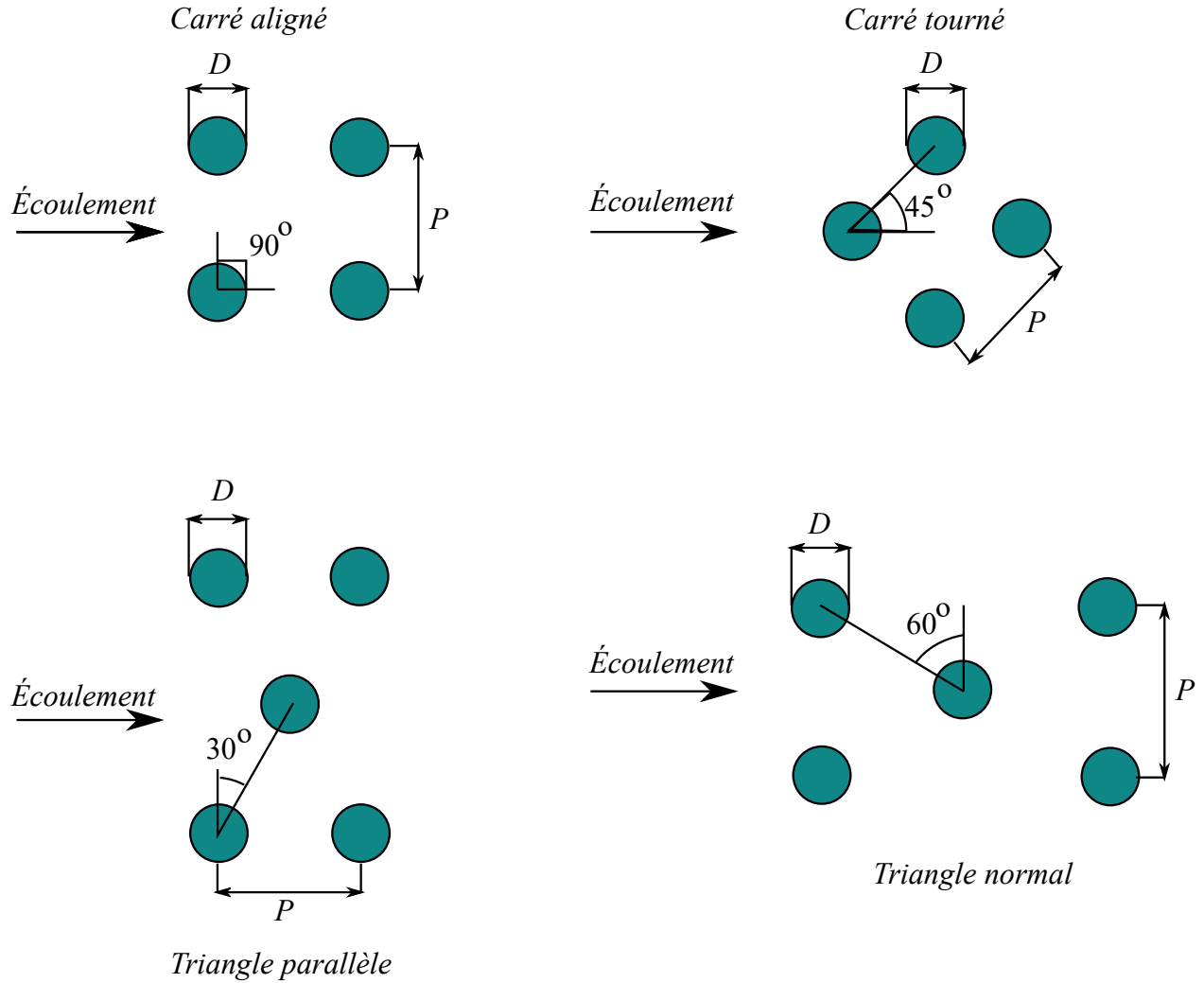


Figure 2.1 Configurations de faisceaux de tubes dans un échangeur de chaleur

La distance entre deux centres de tubes est identifiée comme le pas P aussi appelée "*pitch*" en anglais. Le rapport pas (P) sur le diamètre du tube (D) est l'un des facteurs importants dans les échangeurs de chaleur.

La vitesse intertube notée U_P est la vitesse moyenne en régime permanent de l'écoulement lorsqu'il traverse les interstices.

$$U_P = U_\infty \frac{P}{P - D} \quad (2.1)$$

avec U_∞ , la vitesse à l'entrée du domaine.

2.2 Mécanisme d'excitation

Dans les échangeurs de chaleur, il existe plusieurs sources d'excitation. Les principales qui peuvent provoquer un danger pour l'intégralité structurelle sont les Vibrations Induites par la Turbulence (VIT), les Vibrations Induites par Vortex (VIV) et l'Interaction Fluidélastique (IFE), Price (1995).

La figure 2.2 montre les forces d'excitation dominantes lorsque la vitesse réduite d'écoulement dans le faisceau de tubes varie. La vitesse réduite d'écoulement est donnée par :

$$U_r = \frac{U_P}{fD} \quad (2.2)$$

où U_P est la vitesse intertube et f la fréquence d'oscillation du tube.

U_c est la vitesse critique d'instabilité fluidélastique (figure 2.2). On peut observer qu'aux faibles vitesses d'écoulement, la turbulence est la principale source d'excitation. La turbulence est une excitation quasi-aléatoire entraînant des déplacements des tubes d'une amplitude qui est typiquement de quelques pourcents du diamètre du tube. Bien que cela puisse entraîner une usure à long terme due à l'impact et à l'usure par frottement au niveau des supports des tubes, le tremblement turbulent augmente les performances de l'échangeur de chaleur. Il n'est donc pas conseillé d'essayer de minimiser cette source d'excitation, car certaines géométries de faisceaux sont utilisées dans le but réel d'augmenter le mélange turbulent.

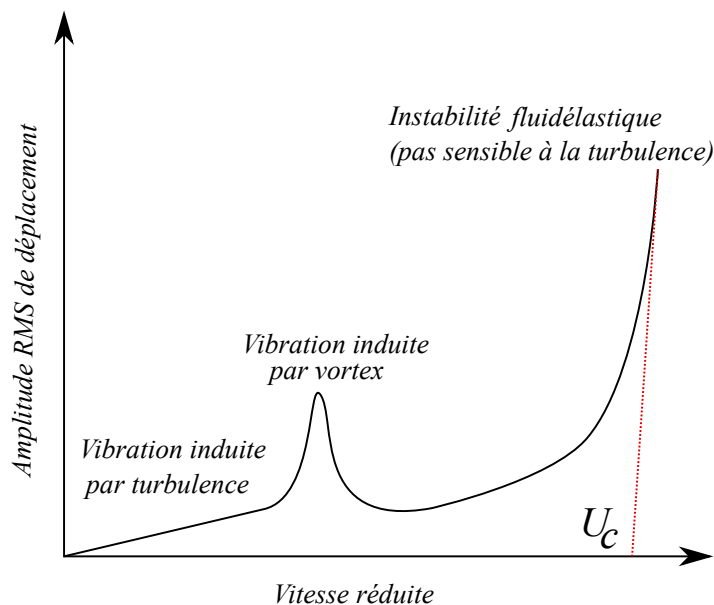


Figure 2.2 Principales sources d'excitation dans les échangeurs de chaleur (inspiré de Gorman (1976))

D'autre part, il est important de s'assurer que l'interaction tube-support ne provoque pas d'usure prématurée. Sur la figure 2.2, le pic d'amplitude centrale correspond à l'accrochage en fréquence du lâcher tourbillonnaire. On l'appelle également tourbillon de von Karman. Lorsqu'un cylindre est placé dans un écoulement monophasique, il y a apparition des tourbillons de von Karman en aval. Aussi, il y a une augmentation du frottement pariétal qui génère de la vorticité qui est alors transportée dans l'écoulement et s'enroule sous la formation des vortex derrière le cylindre. Ils se détachent de façon alternative de chaque côté en un sillage caractéristique. Les vibrations du cylindre sont alors dues aux fluctuations de pression qui en découlent. On parle alors de Vibrations Induites par Vortex (VIV), Williamson & Govardhan (2004).

Le nombre de Strouhal caractérise le phénomène et se définit par :

$$St = \frac{fD}{U_\infty} \quad (2.3)$$

avec f la fréquence d'émission des tourbillons, D le diamètre du tube et U_∞ la vitesse du fluide.

Lorsque la fréquence de lâcher tourbillonnaire correspond à la fréquence naturelle du tube, une résonance se produit, entraînant une oscillation de grande amplitude exprimée par un pic soudain d'amplitude illustrée à la figure 2.2.

Le dernier mécanisme est l'instabilité fluidélastique (IFE) et c'est le plus destructeur des trois mécanismes. La section suivante porte sur cette dernière.

2.3 Instabilité fluidélastique en écoulement monophasique

2.3.1 Définition du seuil de stabilité

Il existe plusieurs définitions pour caractériser le début de l'instabilité fluidélastique, dont l'une est illustrée à la figure 2.2. La vitesse critique d'instabilité U_c est déterminée par l'intersection horizontale de la ligne tangente à la courbe après instabilité. Dans d'autres interprétations, il est possible d'utiliser l'intersection des lignes tangentes à la courbe à la fois bien avant et après instabilité (en ignorant les effets des VIV). Dans cette étude, le début de l'instabilité est déterminé en analysant les oscillations du tube dans le temps. L'instabilité est atteinte dès que l'amplitude maximale de l'un des tubes dépasse 10% du diamètre du tube (Étienne & Pelletier (2011)).

Généralement les données de stabilité sont représentées sur une carte logarithmique de stabilité. La figure 2.3 montre les principales caractéristiques de cette carte.

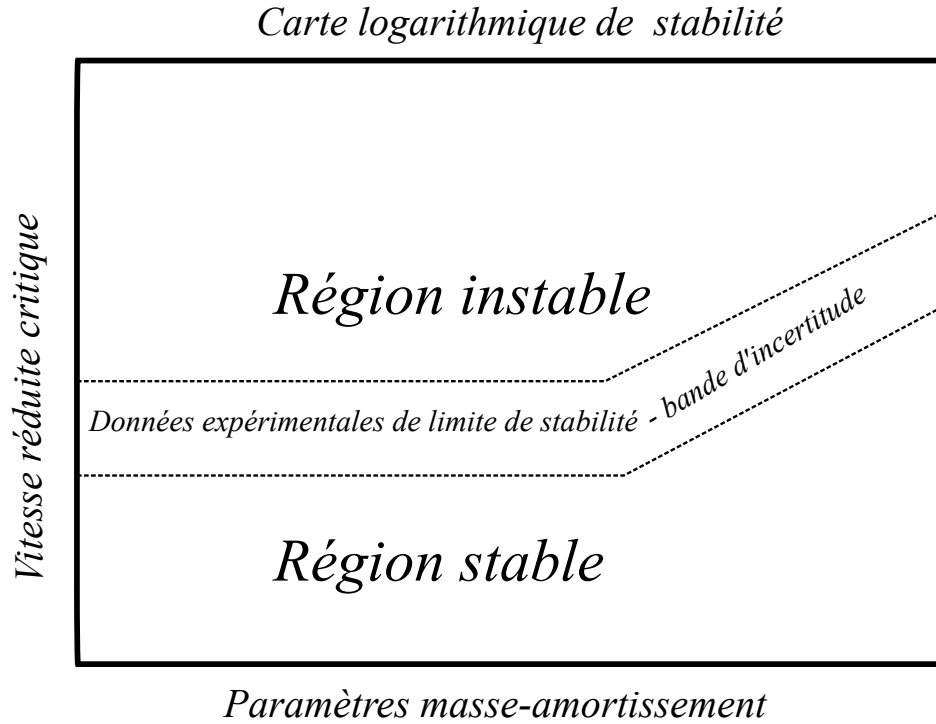


Figure 2.3 Carte de stabilité représentant les seuils d’instabilité fluidélastique pour les faisceaux de tubes (figure inspiré de Pettigrew & Taylor (1991))

Une fois qu’une expérience ou une simulation est réalisée, ses paramètres et mesures peuvent être utilisés pour calculer deux quantités adimensionnelles importantes : le paramètre masse-amortissement (MDP) et la vitesse réduite (U_r).

Le paramètre masse-amortissement est donné par :

$$\text{MDP} = \frac{m\delta}{\rho D^2} \quad (2.4)$$

où m est la masse du tube par unité de longueur, δ le décrement logarithmique, ρ la masse volumique du fluide.

Pour les données expérimentales, il n’est pas possible de voir une ligne de stabilité, car il y a une assez grande dispersion dans les données disponibles dans la littérature, ce qui entraîne une bande d’incertitude (figure 2.3). Lors de la conception d’un échangeur de chaleur, pour éviter l’instabilité fluidélastique, il faudrait que l’on fonctionne toujours dans la région stable (figure 2.3), avec un facteur de sécurité approprié.

2.3.2 Modèles à jets alternés

La première tentative de modélisation de l'instabilité fluidélastique dans les faisceaux de tubes a été le modèle à jets alternés de Roberts (1962). Roberts a considéré à la fois des rangées de cylindres simples et doubles. Plus tard, il deviendra évident que l'instabilité fluidélastique transverse se produit à des vitesses d'écoulement plus faibles dans les grands faisceaux. Les expériences de Roberts ont indiqué que pour les rangées simples et doubles de cylindres, seule une instabilité dans le sens de l'écoulement se produit. La limite de cette première approche de modélisation de l'IFE est qu'elle ne s'applique uniquement pour des vibrations dans le sens de l'écoulement. Roberts a également remarqué qu'il était possible de modéliser l'IFE dans le sens de l'écoulement en utilisant deux cylindres côte à côte. Après avoir effectué la visualisation de l'écoulement dans une soufflerie, Roberts a essayé de simplifier le comportement de l'écoulement en supposant que des régions de sillages asymétriques, consistant en une alternance de sillages grands et petits, se formaient derrière les tubes côte à côte qui oscillent de manière sinusoïdale en opposition de phase (figure 2.4).

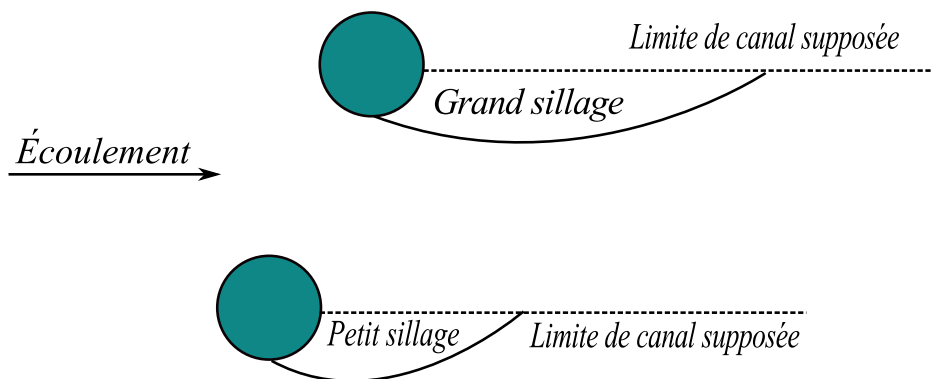


Figure 2.4 Comportement de l'écoulement décrit par Roberts

Le modèle de Roberts considère également un écoulement incompressible et non visqueux. Il suppose aussi un écoulement potentiel et sur la base de la mécanique des fluides fondamentales, il formule une expression reliant la vitesse réduite d'écoulement U_r au paramètre masse-amortissement (MDP) en utilisant l'équation de Laplace. Des hypothèses supplémentaires impliquaient de déclarer que la pression dans chaque région de sillage était constante et que le fluide se séparait au plus petit espace entre les tubes. Les seuils de stabilité prédits à l'aide du modèle de Roberts sont insatisfaisants pour des Paramètre Masse-Amortissement (MDP) inférieurs à 100.

C'est à partir de ce modèle que Connors (1970) décrira sa formule en utilisant une analyse quasi-statique.

2.3.3 Modèles quasi-statiques

Le modèle le plus connu pour exprimer l'IFE dans les faisceaux de tubes soumis à un écoulement transverse est le modèle quasi-statique. Il a d'abord été développé par Connors (1970) puis repris par Blevins (1975). Cette modélisation de Connors (1970) est peut être l'équation la plus populaire dans la conception des échangeurs de chaleur, louée pour sa simplicité. Connors a effectué des mesures expérimentales des coefficients de portance et de traînée sur un tube dans une seule rangée normale à l'écoulement de l'air. Ses expériences ont également suggéré que pour une faible vitesse réduite d'écoulement, la rotation de jet observée par Roberts ne pouvait pas se produire. Cela lui a permis de se concentrer exclusivement sur l'IFE transverse, et en supposant une traînée constante, il a pu utiliser les bilans de masse et d'énergie pour établir la relation suivante :

$$\frac{U_p}{fD} = K \left(\frac{m\delta}{\rho D^2} \right)^n \quad (2.5)$$

où K et n sont des constantes expérimentales déterminées par Connors valant respectivement 9.9 et 0.5. Dans un article de synthèse, Païdoussis (1983) a présenté une comparaison entre le modèle de Connors (1970), l'équation de Roberts (1962) et d'autres résultats expérimentaux. De cette comparaison, il a montré que les deux théories sont relativement proches pour la gamme étudiée. La raison de l'utilisation de l'équation de Connors jusqu'à aujourd'hui est sa simplicité par rapport aux modèles dérivés plus tard. Ceci malgré le fait qu'il a été prouvé par Lever & Weaver (1982) qu'un tube libre pouvait être instable dans un faisceau de tubes fixe soumis à un écoulement transverse uniforme, ce qui contredit les hypothèses de Connors. De plus, l'équation de Connors n'a pas pris en compte la géométrie du faisceau ou le rapport pas/diamètre (P/D).

Blevins (1975) a déduit de l'équation de Connors en supposant que les forces fluides sur n'importe quel cylindre étaient dues au déplacement des tubes voisins. Bien que Blevins et Connors soient arrivés à la même équation, l'hypothèse initiale de Blevins concernant les forces du fluide ont été prouvées incorrectes par Price et Païdoussis Price & Païdoussis (1983a). Blevins (1975) a utilisé le critère de stabilité de Routh pour obtenir $K = 2(2\pi)^{0.5}/(C_x K_y)^{0.25}$ et $n = 0.5$ où C_x est le coefficient de force fluide horizontal et K_y est la rigidité verticale telle que donnée par Connors. Blevins (1979) révisera plus tard son modèle en utilisant l'approche quasi-stationnaire.

2.3.4 Modèles quasi-stationnaires

Le modèle quasi-stationnaire repose sur l'hypothèse que le seul effet du mouvement du tube est de modifier le vecteur vitesse pour créer une nouvelle vitesse relative. Le vecteur est composé des termes de portance et de traînée, qui lui sont normaux et parallèles. Le modèle suppose en outre que les coefficients de portance et de traînée restent inchangés par rapport à ceux mesurés sur un corps au repos. Cela implique qu'il n'y a pas d'atténuation ou de décalage de phase entre la force du fluide et le mouvement du tube. Selon Price (1995), cette hypothèse est raisonnable lorsque la vitesse du cylindre est faible par rapport à la vitesse du fluide. Cependant, lorsque la vitesse de vibration du cylindre est comparable à la vitesse du fluide, l'hypothèse devient insatisfaisante.

Gross (1975) (rapporté par Price (1995)) a été le premier à introduire le modèle quasi-stationnaire pour l'écoulement à travers le faisceau de tubes. Gross a renvoyé l'instabilité à un mécanisme d'amortissement négatif. Brièvement, ce mécanisme suppose qu'une composante d'amortissement négative résultant de l'interaction fluidélastique affecte l'amortissement total du système. L'amplitude de cette composante négative augmente lorsque la vitesse d'écoulement augmente. À une certaine vitesse d'écoulement, l'amortissement total du système devient négatif et l'instabilité se produit. La force fluide variait uniquement avec α , l'angle d'incidence de la vitesse relative. L'équation suivante a été proposée :

$$\frac{U_{pc}}{fD} = \frac{m\delta}{\rho D^2 \left(\frac{-\partial C_y}{\partial \alpha} \right)} \quad (2.6)$$

Cette équation suggère que la stabilité varie linéairement. Cela implique également que le paramètre masse-amortissement est à la puissance un, ce qui contredit les puissances plus petites utilisées dans la plupart des autres modèles et corroborées par les mesures expérimentales.

Price et Païdoussis ont introduit une série d'articles Price & Païdoussis (1985, 1986, 1984) sur le modèle quasi-stationnaire. Ils ont supposé que les coefficients du fluide dépendent des déplacements des tubes voisins provoquant un couplage complet entre une rangée de cylindres flexibles. Ils ont également envisagé une approche en mode contraint pour éliminer l'effet de ce couplage. Le principal problème avec l'utilisation de l'approche quasi-stationnaire est l'obtention des coefficients de force. Ils peuvent être déterminés expérimentalement ou numériquement.

2.3.5 Modèles instationnaires

Le modèle instationnaire suppose que les forces fluides sont dues à des changements dans les coefficients de portance et de traînée. Ces changements résultent du mouvement d'un cylindre donné, ainsi que de ses plus proches voisins. Tanaka & Takahara (1981) ont été les premiers à compléter l'équilibre des forces. Les forces du tube ont été mesurées sur un faisceau carré en ligne avec un rapport $P/D = 1.33$, pour déterminer les coefficients de force qui relient le mouvement de chaque cylindre à un autre comme le montre la figure 2.5 :

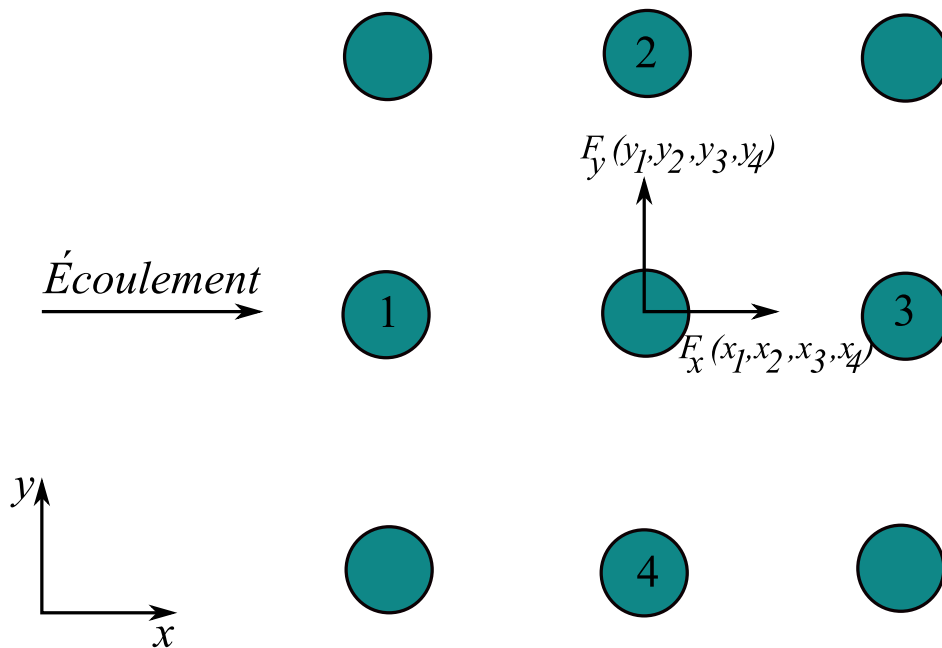


Figure 2.5 Hypothèses du modèle instationnaire de Tanaka et Takahara

Ils ont également considéré un seul tube mobile dans un faisceau rigide, ce qui a entraîné une prédiction de seuil de stabilité légèrement plus élevée. Étant donné que les amplitudes et les phases de la force du fluide sont mesurées directement à partir d'expériences, cette technique a abouti à des prédictions de seuil de stabilité qui étaient en bon accord avec les résultats expérimentaux existants.

Chen (1981, 1983) a ensuite adopté l'analyse de Tanaka et Takahara et il a remarqué l'existence de deux mécanismes d'instabilité distincte. Le premier était une instabilité contrôlée par amortissement, dans lequel l'amortissement visqueux diminuait au fur et à mesure que les vitesses d'écoulement réduites augmentaient jusqu'à ce que l'instabilité se produise une fois que l'amortissement net était nul. Le second mécanisme est l'instabilité contrôlée par

raideur dans lequel les contributions des forces dues au mouvement des tubes environnants sont synchronisées de telle sorte que l'énergie est ajoutée plutôt que dissipée dans l'ensemble du système couplé.

Le modèle instationnaire a un excellent accord avec les données expérimentales. Cependant, il repose sur de nombreuses prises de mesures expérimentales, ce qui limite son applicabilité aux directives de conception (Price (1995)). L'identification de deux mécanismes distincts d'instabilité, l'un par déplacement et l'autre par la vitesse, est une contribution importante.

2.3.6 Modèles semi-Analytiques

Le modèle semi-analytique est un modèle théorique qui prédit l'instabilité fluidélastique pour des faisceaux de tubes en écoulement transverse qui nécessite une entrée de données empiriques. Il a été proposé pour la première fois par Lever & Weaver (1982) pour un seul tube flexible dans un faisceau de tubes en mouvement transverse uniquement. Cette hypothèse a été faite sur la base de travaux expérimentaux (Lever & Weaver (1982)) qui ont trouvé qu'un seul tube flexible dans un réseau devenait instable à la même vitesse qu'un faisceau entièrement flexible. En supposant que la vibration d'un seul cylindre dans un canal d'écoulement soit représentative d'un faisceau totalement flexible, les auteurs ont utilisé l'équation de Bernoulli instable avec un décalage de phase pour modéliser la mécanique des fluides. Lorsque le cylindre oscille, la force qui l'entoure est redistribuée et le champ de pression sur le cylindre est modifié. De plus, ils supposent que les modifications du champ de pression sont décalées d'un certain angle de phase par rapport aux mouvements du cylindre. La pression a été intégrée pour obtenir les forces du fluide agissant sur le cylindre, et il a été constaté que le résultat net de la redistribution du débit et du décalage de phase entre la pression et les mouvements du cylindre provoque une instabilité. Le critère pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité obtenu est le suivant :

$$\frac{\pi^2}{2}(m^*\zeta) = C_1 U_r^2 \sin\left(\frac{1}{U_r}\right) + C_2 U_r \cos\left(\frac{1}{U_r}\right) + C_3 U_r^3 \left[\cos\left(\frac{1}{U_r}\right) - 1\right] + C_4 U_r, \quad (2.7)$$

$$\frac{U_c}{f_n D} = C_5 U_r \quad (2.8)$$

Avec respectivement, C_1 à C_5 , les constantes qui dépendent de la géométrie du faisceau, le coefficient de résistance caractérisant la dissipation de l'énergie de friction, le coefficient de traînée, et le paramètre de retardement qui caractérise le délai entre le mouvement du cylindre et l'effet sur le fluide.

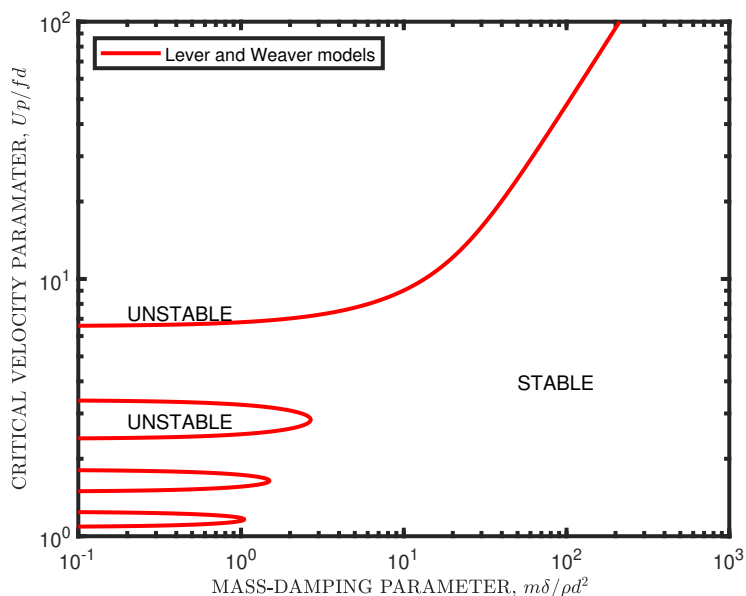


Figure 2.6 Instabilité fluidélastique obtenue par Lever & Weaver (1986) pour un seul cylindre flexible dans un faisceau triangulaire parallèle avec $P/D = 1.375$, $\zeta = 0.00143$ et $m^* = 200$

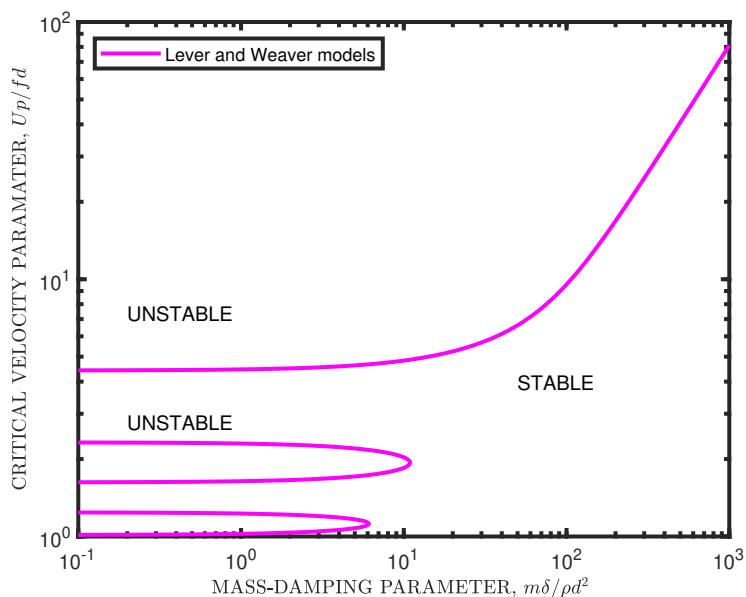


Figure 2.7 Instabilité fluidélastique obtenue par Lever & Weaver (1986) pour un seul cylindre flexible dans un faisceau carré parallèle avec $P/D = 1.375$, $\zeta = 0.00143$ et $m^* = 200$

Cependant, Kuran (1994) ont découvert expérimentalement, dans au moins une géométrie de faisceau, qu'un seul cylindre flexible dans un faisceau rigide ne devient pas instable,

contrairement à plusieurs cylindres flexibles.

En général, le modèle de Lever & Weaver a montré des prédictions précises du seuil de stabilité pour les MDP faibles. Cependant, comme le modèle à tube unique ne tient pas compte de l'interaction avec les tubes voisins, il est moins précis aux valeurs élevées de la MDP. Yetisir & Weaver (1993) ont tenté de pallier cette lacune en ajoutant l'effet des tubes voisins.

2.3.7 Études expérimentales et modèles numériques de l'instabilité fluidélastique

La recherche sur l'instabilité fluidélastique (IFE) a permis de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui régissent l'IFE (Chen (1984)). L'IFE n'a été trouvé que pour la flexibilité transverse au sens de l'écoulement. Le couplage transverse entre les tubes voisins du faisceau peut également entraîner une instabilité via le mécanisme de contrôle de la rigidité (Païdoussis *et al.* (2010)).

Des modèles théoriques de complexité variable ont également été mis au point pour prédire l'instabilité fluide-élastique. Les modèles vont des modèles purement analytiques (Yetisir & Weaver (1993)) aux modèles généraux instables (Chen (1987); Tanaka & Takahara (1981)). Les modèles quasi-statiques semi-empiriques (Connors (1978); Blevins (1974)) et quasi-stationnaire (Price & Païdoussis (1986); Granger & Païdoussis (1996)) qui reposent sur les dérivées de stabilité et des coefficients de traînée mesurés expérimentalement, sont particulièrement intéressante.

Dans la recherche sur les instabilités fluidélastique (IFE) de faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse uniforme, seuls quelques chercheurs ont abordé la question de l'instabilité fluidélastique induite par un écoulement de jet.

Fujita *et al.* (1990) et Fujita (2009) ont mené des expériences sur un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse. Outre la variation de la vitesse de l'écoulement, les effets de l'emplacement du jet (par rapport aux colonnes du tube), de l'amortissement du tube et de l'angle par rapport à la largeur du jet ont été quantifiés. Semblable au cas d'un écoulement transverse uniforme, un écoulement de jet transverse a également été trouvé pouvant conduire à l'IFE du faisceau de tubes. Un seul tube soumis à un écoulement du jet s'est également avéré instable (contrairement au cas d'un tube unique soumis à un écoulement uniforme qui reste stable); L'instabilité induite par le jet a été attribuée au galop, bien qu'une confirmation supplémentaire ait été recommandée.

Lee & Chang (1990) ont présenté une étude expérimentale de la vibration d'un faisceau de barres induite par l'écoulement de jet. L'effet de la vitesse axiale et de la distance de sécurité

du jet (distance séparant la sortie du jet et la première rangée des tubes) sur la vitesse d'instabilité critique a également été signalé. Des vibrations de grande amplitude, similaires à l'IFE ont été observées au-dessus d'une vitesse critique d'écoulement. Il a été constaté que l'augmentation de la vitesse axiale d'écoulement avait un effet stabilisateur. D'autre part, des distances de sécurité plus courtes ont eu un effet déstabilisateur.

Chatterjee *et al.* (1997) présentent une étude expérimentale sur les vibrations induites par écoulement des crayons combustibles sous jets locaux. L'étude expérimentale présentée couvre une large gamme de conditions d'essai telle que la configuration du jet, l'emplacement du jet, les conditions de retenue des tiges et les paramètres de débit (mixte entre l'écoulement axial et transverse). Les premiers résultats sont liés aux fréquences expérimentales des bâtonnets, aux niveaux vibratoires et à la forme du jet vertical. Lorsque la structure est excitée uniquement par un écoulement axial, quelle que soit la configuration de la fente verticale, les fréquences des tiges mesurées expérimentalement sont cohérentes avec celles établies au préalable. Ils ont constaté aussi que lorsqu'on augmente le débit de l'écoulement axial, la vibration ne provoque pas le phénomène de résonance. Ensuite, ils font une étude expérimentale sur les vibrations induites par écoulement mixte (axial et transverse). Une instabilité fluidélastique a été clairement observée dans le cas des vibrations induites par écoulement de jet mixte (axial et transverse).

D'autres études ont été menées numériquement par certaines équipes pour acquérir une connaissance plus approfondie de l'écoulement de jet.

Salpeter & Hassan (2010) ont utilisé l'approche *Large Eddy Simulation* (LES) pour modéliser l'instabilité de l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes présentant un grand pas de diamètre, comparé aux assemblages combustibles.

Bieder *et al.* (2014) ont simulé l'écoulement de jet dans un faisceau de tube (5 x 5) avec une approche mixte LES (*Large Eddy Simulation*) et RANS (*Reynolds-Averaged Navier Stokes*). Les résultats sont comparés aux mesures du LDA (*Laser Doppler Anemometry*) et se sont avérés satisfaisants.

Dans ces études Salpeter & Hassan (2010); Bieder *et al.* (2014), l'interaction entre le fluide et les solides est obtenue par un couplage faible. Ceci est très rentable car il nécessite peu de modifications dans les modules d'analyse et tire parti de l'expertise de chaque discipline. Les charges hydrodynamiques obtenues par *Computational Fluid Dynamics* (CFD) sont transférées dans le modèle de structure pour prédire les déplacements des solides. Ils sont ensuite retransférés vers le modèle de fluide jusqu'à la convergence pour refléter les changements de géométries. Les transferts de données étant itératifs, l'équilibre à l'interface entre le solide et le fluide n'est pas parfaitement satisfait. Le code complètement couplé implicite CAYF

développé à Polytechnique Montréal (PM) (ou formulation monolithique implicite directe) évite ce problème en résolvant le problème couplé dans une formulation monolithique (Étienne *et al.* (2009)). Aussi CADYF utilise l'architecture à mémoire partagée (OpenMP) en parallèle (Étienne *et al.* (2009)). Il permet de traiter des structures déformables et des solides montés sur ressort.

Étienne & Pelletier (2011) ont démontré que CADYF peut simuler avec succès la dynamique d'un faisceau de tubes flexibles soumis à un écoulement transverse uniforme. Le nombre de Reynolds utilisé est 200. Avec ce nombre de Reynolds, les auteurs ont pu observer et différencier les vibrations induites par vortex (VIV) et le déclenchement de l'instabilité fluidélastique (IFE). Par conséquent, les résultats à bas nombre de Reynolds reproduisent l'essentiel des caractéristiques des réponses pour des nombres de Reynolds plus élevés. Aussi l'instabilité fluidélastique n'est pas sensible à la turbulence. Dans un faisceau de tubes à pas carré, lorsque les tubes vibrent, on n'observe pas de relâcher tourbillonnaire ce qui justifie le choix de l'étude en deux dimensions (2D). Partant de ces résultats, la simulation à bas nombre de Reynolds permet de représenter qualitativement les caractéristiques principales des réponses à des nombres de Reynolds plus élevés. Ainsi, le nombre de Reynolds ($Re = 200$) sera utilisé dans ce mémoire.

Il ressort de cette revue de la littérature qu'il existe peu d'études numériques sur les vibrations induites par écoulement de jet dans un faisceau de tubes. D'autres chercheurs ont montré qu'il existe des techniques CFD/CSD (*Computational Structural and Solid Dynamics*) suffisamment matures pour simuler les vibrations dans un faisceau de tubes dues à un écoulement de jet. Mais nous remarquons qu'aucun travail ne s'attarde à l'impact du jet sur la dynamique des tubes.

2.4 Objectifs de la recherche

L'objectif principal de ce mémoire de maîtrise est de mettre en place une étude numérique permettant de simuler un écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes et évaluer son effet sur la stabilité des tubes.

Plus spécifiquement :

1. Valider des simulations d'écoulement uniforme transverse dans un faisceau de tubes rigides afin d'établir la confiance dans les simulations numériques en comparant les résultats avec les résultats de la littérature.
2. Après la validation des simulations d'écoulement uniforme dans un faisceau de tubes rigides, des études du phénomène d'interaction fluide-structure (IFS) d'écoulement de

jet transverse dans un faisceau de tubes monté sur le ressort seront faits. Plusieurs paramètres seront étudiés (masse-amortissement, rapport diamètre du jet/diamètre du tube, rapport excentricité du jet/pas).

3. Enfin avec les études précédentes, les prédictions des vitesses critiques d'écoulement transverse uniforme et d'écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes seront déduites numériquement puis représentées sur une carte de stabilité.

CHAPITRE 3 MÉTHODES NUMÉRIQUES

3.1 Description des équations

3.1.1 Équations de Navier-Stokes

Considérons l'écoulement laminaire d'un fluide incompressible et newtonien dans un domaine Ω . Le mouvement du fluide est alors décrit par les équations de Navier-Stokes :

- Équation de continuité :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.1)$$

- Équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} \quad (3.2)$$

où \mathbf{u} est la vitesse du fluide, ρ la masse volumique, et \mathbf{f} les forces volumiques qui s'exercent sur le fluide.

Le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ est défini comme suit :

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau} = -p\mathbf{I} + \mu_f(\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T) \quad (3.3)$$

où p la pression, $\boldsymbol{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses, μ_f la viscosité dynamique et \mathbf{I} le tenseur identité.

Les équations fluides sont fermées par les équations aux limites. Les équations aux limites dépendent de la nature du système et des variables du problème. Pour les équations de Navier-Stokes, des conditions limites de Dirichlet et de Neumann s'imposent respectivement sur Γ_D et Γ_N .

Les conditions de Dirichlet imposent la valeur du champ de vitesses à savoir :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_D, \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_D \quad (3.4)$$

et celles de Neumann imposent les tractions :

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\tau}_N, \quad \forall \mathbf{x} \in \Gamma_N \quad (3.5)$$

où \mathbf{u}_D , $\boldsymbol{\tau}_N$ sont respectivement la vitesse et la traction imposées et \mathbf{n} la normale unitaire à Ω orientée vers l'extérieur.

3.1.2 Équation du mouvement d'un corps rigide

L'équation du mouvement pour le corps rigide est la suivante :

$$[M]\ddot{X} + [C]\dot{X} + [K]X = \{F\} \quad (3.6)$$

où X est le vecteur déplacement du solide, $[M]$ est la matrice de masse, $[C]$ la matrice d'amortissement, $[K]$ la matrice de raideur et $\{F\}$ le vecteur des forces extérieures fluides.

3.2 Description de la méthode de résolution

3.2.1 Description du solveur numérique CADYF

Dans cette partie nous décrivons brièvement le solveur numérique CADYF.

À l'origine CADYF était un solveur pour les écoulements fluides. Cependant, il comprend désormais des écoulements fluides interagissant avec des corps solides élastiques ou rigides. Comme exemple les problèmes de transfert de chaleur ou des problèmes d'interaction fluide-structure. Pour discrétiser l'espace, la méthode des éléments finis est utilisée. Pour résoudre les équations différentielles ordinaires résultantes, CADYF propose plusieurs schémas temporels (schéma d'Euler, des schémas implicites de Runge-Kutta et des schémas de différence arrière). Dans ce rapport l'intégration temporelle est réalisée par un algorithme «hp-adaptatif» (c'est-à-dire le pas de temps et l'ordre sont adaptatifs) basé sur les **Backward Differentiation Formulas** (BDF). Pour plus de détails sur ces schémas d'intégration ainsi que l'algorithme associé on peut se référer à Hay *et al.* (2014). Les équations non linéaires sont résolues à l'aide de la méthode de Newton. La principale caractéristique du calcul sur CADYF est que toutes les équations gouvernantes discrétisées sont résolues de manière monolithique ou entièrement couplée à l'aide d'un solveur direct PARDISO. Cela garantit une stabilité numérique globale maximale du solveur.

CADYF fournit une fonction de raffinement de maillage adaptative basée sur l'algorithme d'estimation d'erreur de Zhu-Zienkiewicz pour des problèmes en régime permanent. Bien que CADYF puisse prendre en compte à la fois des maillages structurés et non structurés, la fonction de raffinement de maillage adaptatif rend l'option de maillage non structurés plus rentable.

Nous utilisons l'élément de Taylor-Hood dans le domaine spatial qui interpole la vitesse quadratiquement et la pression linéairement. Il est également connu sous le nom de P2-P1. Par conséquent, il sera précis au troisième ordre pour la vitesse et au deuxième ordre pour la pression. On utilise aucune stabilisation dans les calculs.

3.2.2 Couplage des modèles fluide et solide

Le couplage entre le fluide et le solide est réalisé comme suit : du côté fluide de l'interface, entre le fluide et le domaine solide, les forces nodales solides agissant sur le fluide sont déterminées par la méthode implicite de réaction (Dhatt & Touzot (1984)). Les forces d'interface agissant sur le corps solide sont réglées pour être l'opposé de la force de réaction du fluide. La force totale du fluide sur le solide est additionnée et utilisée dans l'équation masse-amortisseur-ressort. Le déplacement et la vitesse du corps rigide peuvent être évalués. Dans le domaine fluide, les déplacements et les vitesses des nœuds sur la frontière solide fluide sont fixés égaux au déplacement et à la vitesse du corps rigide solide. Une approche pseudo-solide est employée pour gérer la déformation du maillage des nœuds à l'intérieur du domaine fluide (Etienne *et al.* (2004)). Ces relations de couplage sont calculées simultanément. En d'autres termes, les domaines fluides et solides sont entièrement couplés dans CADYF.

3.2.3 Approche ALE

Dans le cadre de la formulation *Arbitrary Lagrangian Eulerian* (ALE), les équations de continuité (3.1) et de Navier-Stokes (3.2) prennent la forme suivante :

- Équation de continuité :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.7)$$

- Équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho [(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \cdot \nabla] \mathbf{u} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f} \quad (3.8)$$

L'expression de l'équation de continuité reste inchangée. Par contre \mathbf{v} est rajoutée dans l'expression de la quantité de mouvement. \mathbf{v} représente la vitesse ALE, autrement dit la vitesse du maillage due au mouvement du solide. Cette vitesse (\mathbf{v}) peut être arbitraire et indépendante de la physique du problème. Pourtant, du point de vue numérique, il est intéressant de le définir en fonction de la position des nœuds du maillage. Soit $\boldsymbol{\chi}$ la position des nœuds du maillage à tout instant, alors la vitesse ALE \mathbf{v} se définit comme suit :

$$\mathbf{v} = \frac{\partial \boldsymbol{\chi}}{\partial t} \quad (3.9)$$

Pour plus de détails sur la formulation ALE des équations de Navier-Stokes et son implémentation dans le code de calcul CADYF, on peut se référer à Hay *et al.* (2014) et Étienne *et al.* (2009).

CHAPITRE 4 CYLINDRE SEUL ET FAISCEAU DE TUBES SOUMIS À UN ÉCOULEMENT TRANSVERSE EN CONFIGURATION STATIQUE

Ces premières simulations permettent de prendre en main le code CADYF et aussi de le valider.

4.1 Cylindre seul en configuration statique

4.1.1 Grandeurs caractéristiques

Le cylindre est soumis à des efforts selon les deux directions x et y . Ces efforts sont respectivement appelés traînée et portance. On introduit, pour décrire ces efforts quelle que soit la configuration, les coefficients hydrodynamiques sans dimension : le coefficient de traînée défini comme :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \quad (4.1)$$

où F_D est la force de traînée, D le diamètre du cylindre, ρ la masse volumique et enfin U_∞ la vitesse à l'entrée du domaine.

Le coefficient de portance est défini comme suit :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \quad (4.2)$$

où F_L est la force de portance.

Le nombre de Reynolds Re caractérisant le rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses, est défini par :

$$Re = \frac{\rho U_\infty D}{\mu_f} \quad (4.3)$$

où μ_f la viscosité dynamique du fluide.

4.1.2 Description du problème étudié

Considérons un cylindre seul en deux dimensions.

Le tableau 4.1, présente les données géométriques retenues :

Tableau 4.1 Dimensions du domaine maillé

Diamètre du cylindre (m)	Hauteur du domaine (m)	Longueur en amont du cylindre (m)	Longueur en aval du cylindre (m)
D	H	$L1$	$L2$
1	$160D$	$80D$	$240D$

Le domaine d'étude est résumé sur la figure 4.1.

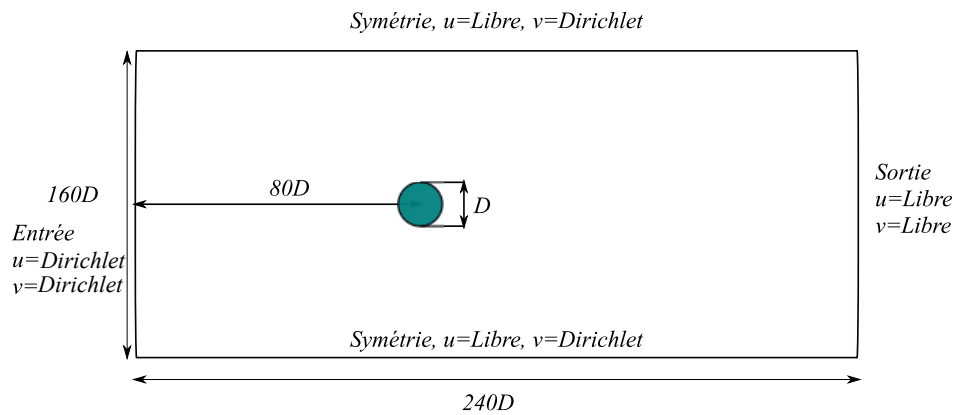


Figure 4.1 Dimensions du domaine pour un cylindre seul en configuration statique

Les paramètres physiques de l'écoulement sont rassemblés dans le tableau 4.2 :

Tableau 4.2 Caractéristiques physiques et nombre de Reynolds

Vitesse uniforme de l'écoulement en entrée	$U_{\infty} = 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Diamètre du cylindre	$D = 1 \text{ m}$
Masse volumique	$\rho = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Viscosité dynamique	$\mu = 0.005 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$
Nombre de Reynolds	$Re = 200$

4.1.3 Vérification et validation

La vérification du code de calcul CADYF consiste à établir l'exactitude des différents algorithmes développés numériquement pour résoudre les Équations aux Dérivées Partielles (EDP). Ceci peut être réalisé par des études de convergence en maillage et de pas de temps impliquant un calcul d'erreur (c'est-à-dire la différence entre la solution connue et son approximation numérique). Etienne *et al.* (2004) ont vérifié la discrétisation spatiale de la formulation éléments finis et la discrétisation temporelle avec le schéma BDF dans Hay *et al.* (2014) sur des maillages fixes et déformables. Seule la validation sera mise en lumière dans ce rapport.

Une étude de convergence en maillage est effectuée afin de sélectionner un maillage suffisamment précis pour nos calculs. Le maillage sera plus fin autour du cylindre et dans la région de sillage (figure 4.2 a) pour mieux capturer les vortex (figure 4.2 b) et surtout les coefficients de force. Quatre maillages initiaux sont générés. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.3. Le deuxième chiffre indique le niveau de raffinement.

Tableau 4.3 Différents maillages obtenus avec CADYF

Maillages	Nombre de noeuds	Nombre d'éléments
M1	8669	4293
M2	14604	7246
M3	31773	15803
M4	122777	61221

La figure 4.2 montre le maillage initial le plus fin M4 ainsi que le champ de vorticité obtenue avec ce maillage.

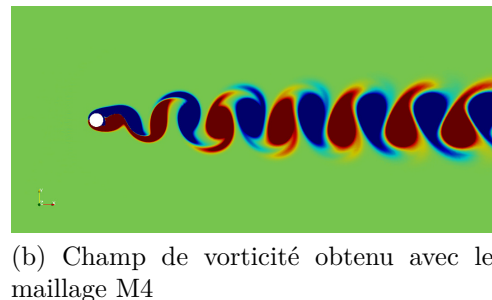
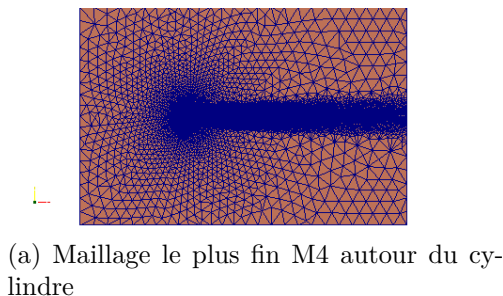


Figure 4.2 Exemple de maillage autour du cylindre obtenu avec CADYF (a) et champ de vorticité (b) avec le nombre de Reynolds $Re = 200$

À travers la figure 4.2 (a), on peut remarquer que le maillage est beaucoup plus fin autour du cylindre car on utilise un maillage adaptatif. Le maillage est non structuré ce qui donne l'avantage de mailler plus finement la zone d'intérêt et plus grossièrement la zone sans intérêt. L'objectif étant de déterminer les coefficients de portance C_L , de traînée C_D et le Strouhal St , les forces de portance, de traînée ainsi que le spectre de fréquence sont présentés. Le post-traitement se fait avec le langage de programmation scientifique Matlab. Les différents résultats obtenus sont comparés aux résultats se trouvant dans la littérature. Pour chaque maillage nous présentons les forces de portance et de traînée ainsi que le spectre de fréquence.

4.1.4 Résultats et analyses

Pour le maillage le moins raffiné M1, nous obtenons :

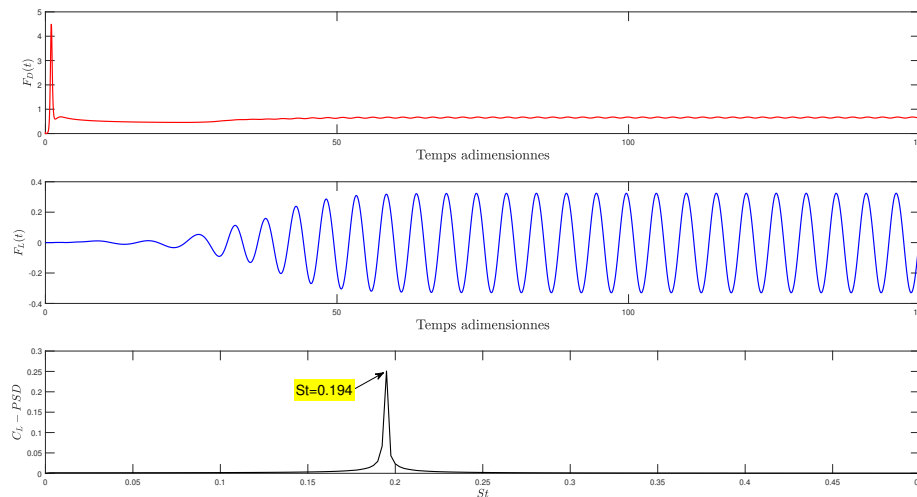


Figure 4.3 Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M1 avec $Re = 200$

Pour le maillage M2 :

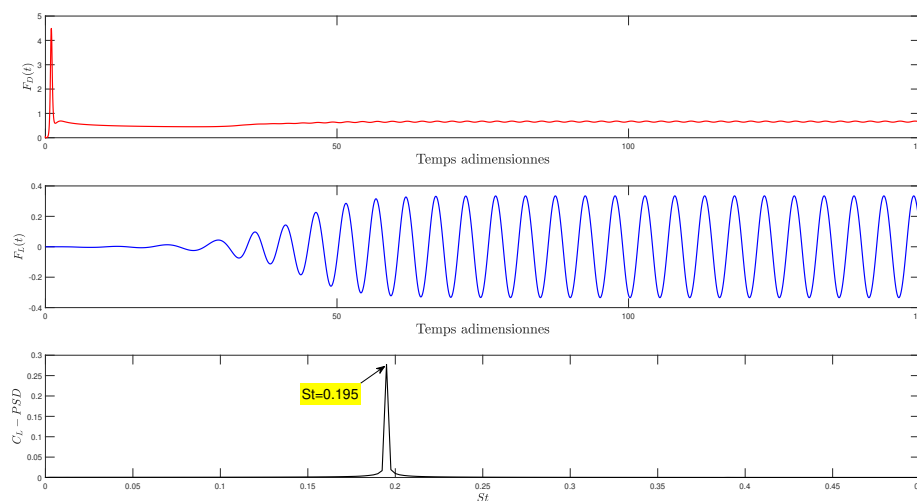


Figure 4.4 Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M2 avec $Re = 200$

Ensuite nous considérons le maillage M3 :

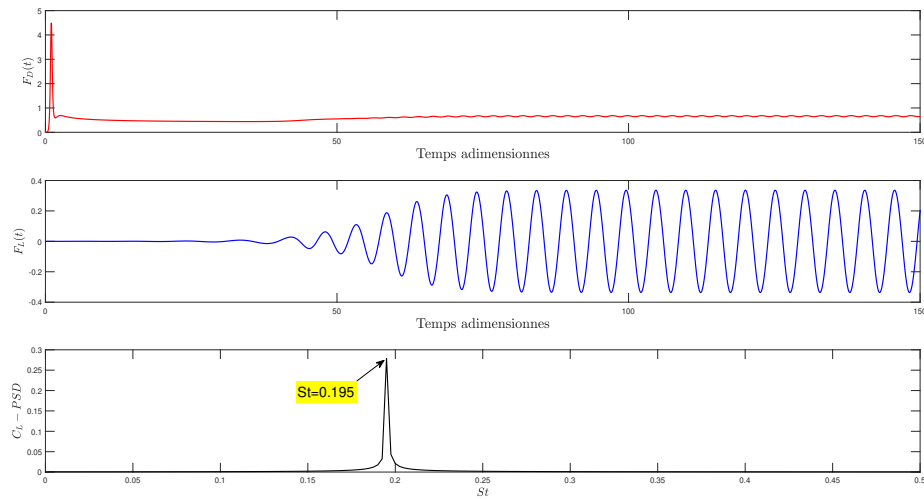


Figure 4.5 Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M3 avec $Re = 200$

Pour finir avec le maillage le plus fin M4 :

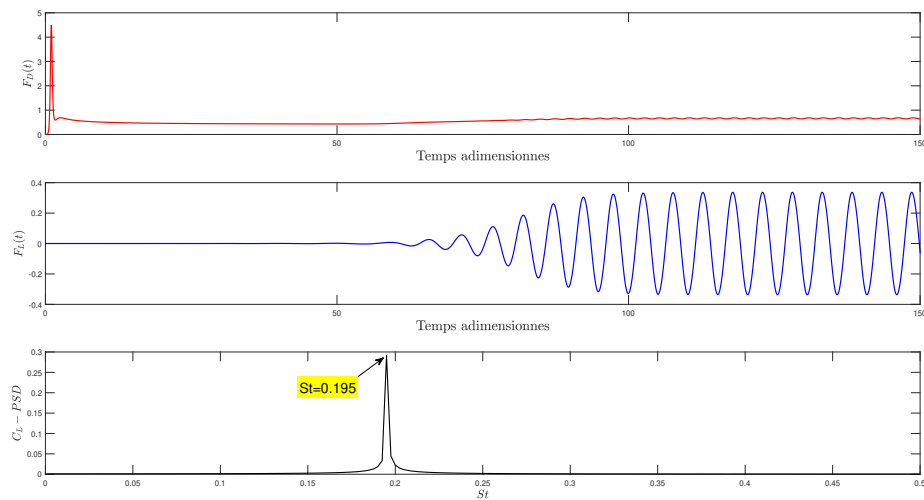


Figure 4.6 Forces de portance, de traînée en fonction du temps adimensionnel et spectre de la fréquence pour M4 avec $Re = 200$

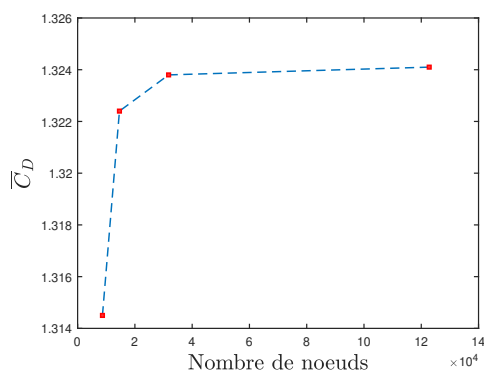
À partir des figures 4.3 à 4.6, et des relations 4.1 et 4.2, nous résumons dans le tableau 4.5 les grandeurs calculées :

Tableau 4.4 Moyenne du coefficient de traînée, coefficient maximal de la portance et nombre de Strouhal pour $Re = 200$ avec différents maillages

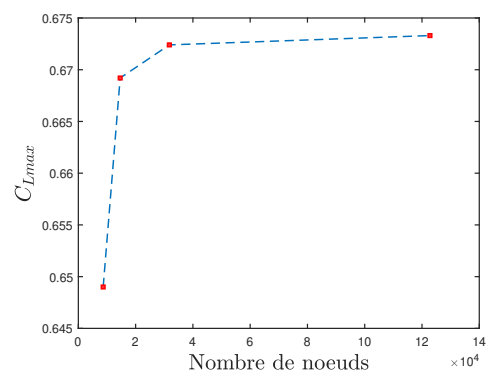
Un seul cylindre fixe	$\overline{C_D}$	C_{Lmax}	St
M1	1.3146	0.6490	0.194
M2	1.3208	0.6692	0.195
M3	1.3244	0.6724	0.195
M4	1.3246	0.6733	0.195

Pour ses différents maillages, les différentes grandeurs calculées sont représentées sur les mêmes figures. L'objectif est de faire une étude de convergence en maillage afin de prouver que les résultats ne dépendent pas du maillage considéré.

Ainsi nous avons :



(a) Convergence en maillage de la moyenne du coefficient de traînée



(b) Convergence en maillage du maximum du coefficient de la portance

Figure 4.7 Étude de la convergence en maillage de la moyenne du coefficient de traînée (a) et du maximum du coefficient de la portance (b) avec $Re = 200$

Les figures 4.7 (a) et 4.7 (b) montrent des convergences de la moyenne du coefficient de traînée et du coefficient maximal de la portance à partir du maillage M3. Pour la comparaison avec les résultats de la littérature, les résultats du maillage M3 sont utilisés.

La dernière convergence étudiée est celle du nombre de Strouhal.

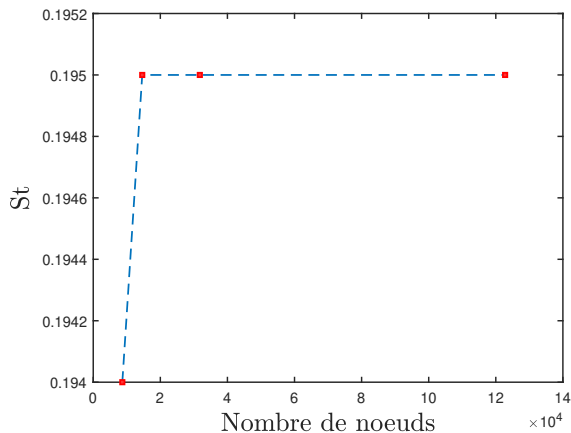


Figure 4.8 Convergence en maillage du nombre de Strouhal en fonction du noeud pour un maillage adapté : cylindre seul avec $Re = 200$

Pour le nombre de Strouhal, la convergence est obtenue à partir du maillage M2. Ayant montré que les résultats ne dépendent pas du maillage, les résultats du maillage M3 serviront pour la comparaison avec les résultats de la littérature. Ainsi le tableau 4.5 présente les différents résultats :

Tableau 4.5 Comparaison des résultats pour un cylindre fixe avec $Re = 200$

Un seul cylindre fixe	\overline{C}_D	C_{Lmax}	St
Halse (1997)	1.35	0.62	0.196
Liu <i>et al.</i> (1998)	1.31	0.69	0.192
Braza (1981)	1.38	0.76	0.190
Étienne & Pelletier (2012)	1.36	0.67	0.195
Présent (M3)	1.32	0.67	0.195

La valeur moyenne du coefficient de traînée sous-estime les résultats obtenus par Étienne & Pelletier (2012). Par contre, pour le maximum du coefficient de la portance ainsi que le nombre de Strouhal, les résultats sont exactement les mêmes qu'Étienne & Pelletier (2012). Globalement, les résultats sont satisfaisants ce qui montre la capacité du code CADYF à représenter des résultats déjà existants.

4.2 Faisceau de cylindres dans un écoulement uniforme transverse à bas régime

L'étude porte sur un écoulement bidimensionnel au sein d'un faisceau de tubes en configuration triangulaire. L'objectif est de reprendre les travaux de Watteaux (2008) pour comparaison. Watteaux (2008) utilise le code de calcul CADYF avec la méthode de sensibilité pour la détermination des coefficients hydrodynamiques ainsi que les coefficients de dérivées de stabilité.

4.2.1 Configuration étudiée

Dans cette section, une configuration de faisceau triangulaire tourné de 60 avec pour rapport pas-diamètre (P/D) égal à 1.5 est considérée. La figure 4.9 est tirée de Watteaux (2008) représentant la configuration étudiée. L'écoulement est incompressible et stationnaire avec pour nombre de Reynolds ($Re = 20$). Les conditions aux limites sont représentées sur la figure 4.9.

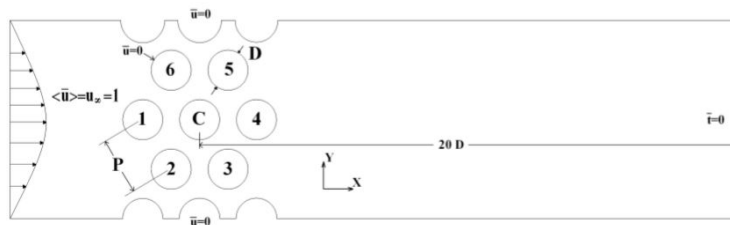


Figure 4.9 Configuration caractéristique de cylindres tiré de Watteaux (2008)

Le maillage utilisé pour les simulations est présenté (figure 4.10). Il n'y aura pas d'étude de convergence en maillage pour les différents résultats. Pour cela, un maillage raffiné est effectué pour avoir des résultats satisfaisants.

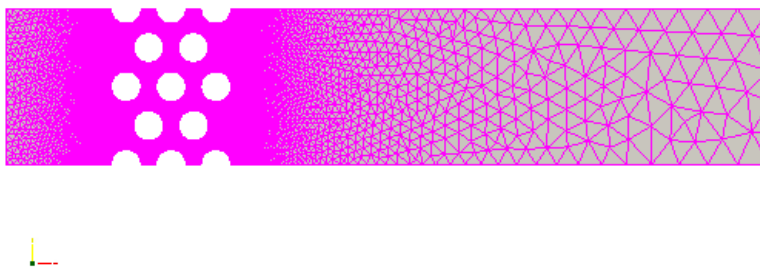


Figure 4.10 Maillage du domaine de calcul avec trois cycles d'adaptation

Trois cycles d'adaptation ont été effectués pour un maillage final contenant 190656 noeuds et 94126 éléments.

4.2.2 Résultats et analyses

Champs de vitesses obtenus lors des simulations :

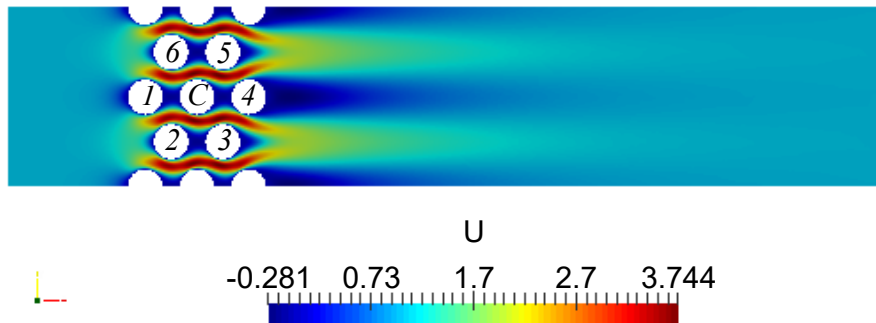


Figure 4.11 Champ de vitesses longitudinale u

Une augmentation d'un rapport 3 dans le faisceau de tubes de la vitesse longitudinale u , ce à quoi nous nous entendions au départ de nos simulations. Aussi, l'écoulement redevient quasi développé lorsqu'on quitte la zone des tubes.

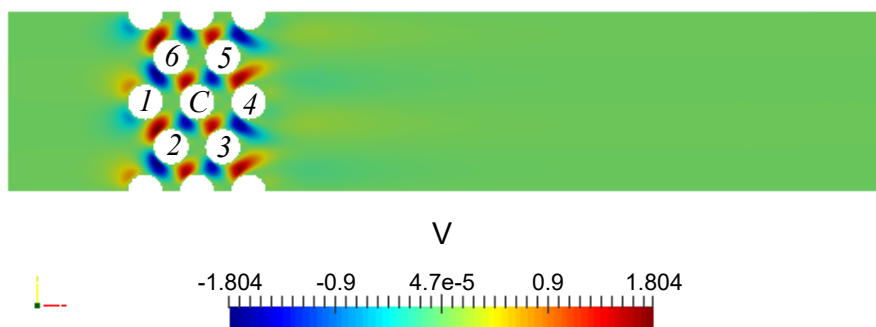


Figure 4.12 Champ de vitesses transverse v

Pour le champ de vitesses transverse v , la vitesse est maximale autour de chaque tube. Les résultats obtenus sont comparés avec les résultats de Watteaux (2008). Pour cela, les coefficients de portance et de traînée basés sur la vitesse du *pitch* sont définis.

Les coefficients de portance et de traînée se définissent de la manière suivante :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho DU_p^2}; \quad C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho DU_p^2} \quad (4.4)$$

En considérant finalement la relation 2.1 dans les relations 4.4 nous obtenons :

$$C_L = \frac{(P - D)^2}{P^2} \frac{2F_L}{\rho DU_\infty^2}; \quad C_D = \frac{(P - D)^2}{P^2} \frac{2F_D}{\rho DU_\infty^2} \quad (4.5)$$

Les valeurs moyennes calculées sont résumées dans le tableau 4.6 suivant :

Tableau 4.6 Valeurs moyennes du coefficient de portance \bar{C}_L et de traînée \bar{C}_D

Cylindres	\bar{C}_L	\bar{C}_L	\bar{C}_D	\bar{C}_D
	Présent	Watteaux	Présent	Watteaux
C	0.00	0.00	2.57	2.58
1	0.00	0.00	1.86	1.89
2	0.00	-0.05	2.55	2.55
3	0.00	0.00	2.66	2.67
4	0.00	0.00	1.35	1.35
5	0.00	0.00	2.66	2.67
6	0.00	0.05	2.55	2.55

Les résultats obtenus sont quasi-identiques à ceux de Watteaux (2008). Ces petits écarts observés sont dus à la différence de maillage, car dans l'article de Watteaux, ils utilisent un maillage de 8 cycles d'adaptation pour un maillage final de 335045 noeuds et 164909 éléments.

L'étude suivante consiste à déplacer le cylindre central de 1% de son diamètre. L'objectif est de déterminer les valeurs de la dérivée de stabilité du coefficient de portance et de traînée des différents tubes.

Pour y arriver, la méthode des différences finies au premier ordre est utilisée. Les relations utilisées sont les suivantes :

$$\bar{C}_{L,Y} = \frac{\bar{C}_L(Y + \Delta\bar{Y}) - \bar{C}_L(Y)}{\Delta\bar{Y}}; \quad \bar{C}_{D,Y} = \frac{\bar{C}_D(Y + \Delta\bar{Y}) - \bar{C}_D(Y)}{\Delta\bar{Y}} \quad (4.6)$$

où $\Delta\bar{Y} = 0.01$.

Par application des relations 4.6, le tableau 4.7 résume les résultats obtenus :

Tableau 4.7 Moyenne de la dérivée de stabilité des différents cylindres en fonction du déplacement du cylindre central C

Cylindres	$\bar{C}_{L,Y}$	$\bar{C}_{L,Y}$	$\bar{C}_{D,Y}$	$\bar{C}_{D,Y}$
	Présent	Watteaux	Présent	Watteaux
C	-3.47	-3.47	0.00	0.00
1	0.00	0.00	0.00	0.00
2	0.22	0.22	0.66	0.67
3	0.51	0.55	0.00	0.00
4	0.62	0.65	0.00	0.00
5	0.55	0.55	0.00	0.00
6	0.26	0.22	-0.68	-0.67

En comparaison avec les calculs de Watteaux (2008), les résultats obtenus sont quasi-identiques. La différence s'explique par les méthodes utilisées pour la détermination des dérivées de stabilité. En effet, Watteaux base sa détermination des dérivées de stabilité sur des équations de sensibilité ce que peut expliquer la légère différence entre nos résultats. Cependant, l'objectif étant de montrer la capacité du code CADYF à pouvoir reproduire ce genre de simulation est atteint.

4.3 Conclusion partielle

Dans cette section, des cas tests ont été étudiés. Ces cas tests ont permis de valider nos simulations à travers des comparaisons avec des résultats de la littérature. De plus à travers ces différentes simulations, on a pu montrer la capacité du code de calcul CADYF à reproduire des simulations existants. Compte tenu des excellents résultats obtenus avec CADYF, l'Interaction Fluide-Structure (IFS) dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse est étudiée par la suite.

CHAPITRE 5 SIMULATION DE L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE DANS UN FAISCEAU DE TUBES SOUMIS À UN ÉCOULEMENT TRANSVERSE

5.1 Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse

L'objectif est de déterminer les coefficients de traînée, de portance ainsi que les dérivées de la portance dans le cas d'un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse. Ces différents coefficients permettront de mettre en place le modèle quasi-stationnaire par la suite.

5.1.1 Configuration étudiée

Le cas étudié est un écoulement de jet dans un faisceau de tubes statiques en configuration carrée. Le rapport pas-diamètre est égal à 1.32 (figure 5.1). L'excentricité du jet est nulle dans cette configuration (figure 5.1).

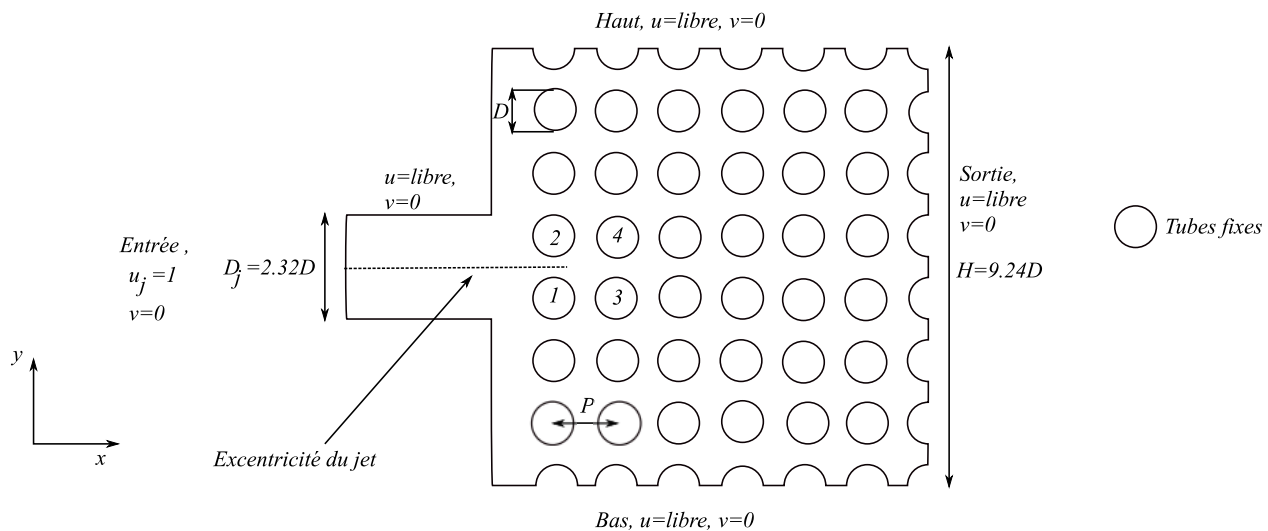


Figure 5.1 Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$: cas d'excentricité nulle $\xi = 0$

Dans cette configuration, tous les tubes sont fixes, mais nous étudions tout particulièrement les tubes 1, 2, 3 et 4 (voir figure 5.1).

Les paramètres physiques de l'écoulement sont rassemblés dans le tableau 5.1 :

Tableau 5.1 Caractéristiques physiques et nombre de Reynolds

Vitesse du jet à l'entrée	$u_j = 1$
Diamètre du cylindre	$D = 1 \text{ m}$
Masse volumique	$\rho = 1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Viscosité dynamique	$\mu = 0.005 \text{ kg}/(\text{ms})$
Nombre de Reynolds	$\text{Re} = 200$

Le rapport entre le diamètre du jet (D_j) et le diamètre du tube D est estimé à 2.32. Les conditions aux limites ainsi que les dimensions du domaine sont sur la figure 5.1.

Ainsi résumé dans le tableau 5.2, les différents nombres adimensionnels intervenant dans le cas de l'écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes.

Tableau 5.2 Nombres adimensionnels intervenant dans l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes

Nombres adimensionnels	Définitions	Valeurs
Ratio pas sur diamètre	P/D	1.32
Ratio diamètre du jet sur pas	D_j/P	1.76
Ratio diamètre du jet-diamètre du cylindre	D_j/D	2.32

Avec ces différents paramètres, les calculs sont effectués sur CADYF afin de déterminer les coefficients de portance et de traînée ainsi que les dérivées de stabilités. Les résultats obtenus sont présentés dans la section suivante.

5.1.2 Résultats et analyses

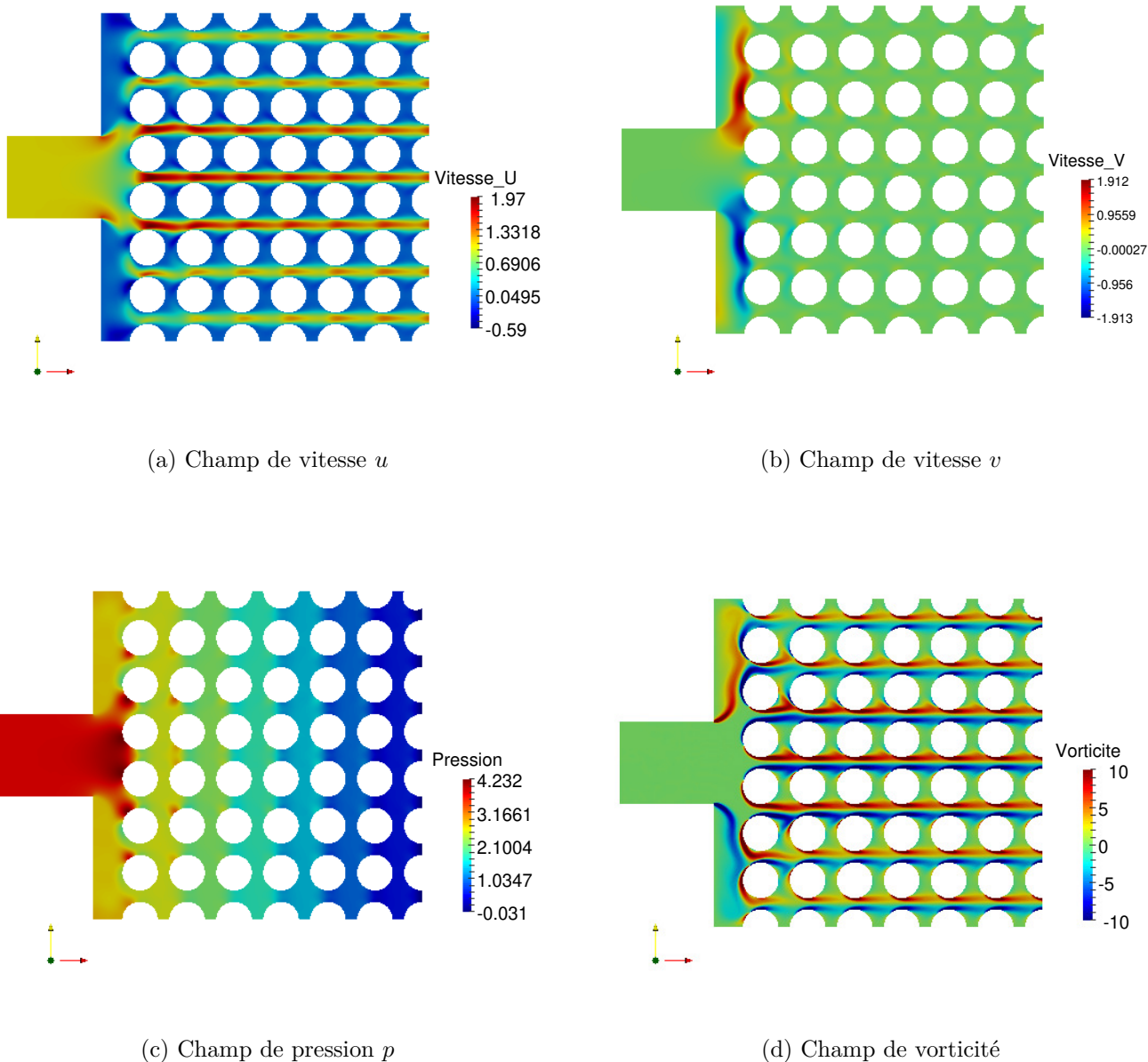


Figure 5.2 Différents champs calculés en régime transitoire pour un faisceau de tubes fixes soumis à un écoulement de jet transverse avec le nombre de Reynolds $Re = 200$   l'instant $t^* = 50$ pour $P/D = 1.32$

La vitesse intertube est égale 4.125 m/s. La vitesse longitudinale u diminue d'un rapport 2 par rapport à la vitesse intertube. Pour la vitesse transverse v , la vitesse est maximale autour des tubes au-dessus de l'excentricité et minimale en dessous suivant la première rangée.

La pression est maximale à l'entrée du domaine et diminue au fur et à mesure que l'écoulement s'étale jusqu'à atteindre la valeur nulle. On peut remarquer aussi l'apparition du vortex autour des cylindres de la première colonne.

Afin de déterminer les coefficients de portance et de traînée des tubes 1 à 4, la figure 5.3 est présentée.

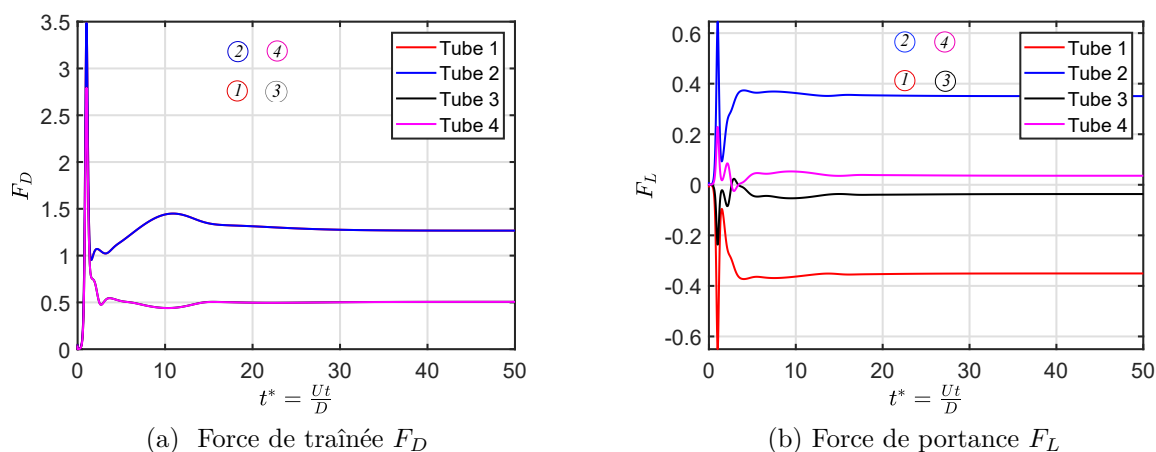


Figure 5.3 Forces hydrodynamiques d'un faisceau carré en configuration statique soumis à un écoulement de jet transverse avec $Re = 200$

Pour déterminer les coefficients de portance et de traînée, la relation 4.5 est utilisée. Les calculs sont effectués lorsque le régime permanent est atteint. Le régime permanent est observé après un certain temps ($t^* > 30$) (figure 5.3) lorsque le régime transitoire est terminé. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.7 suivant :

Tableau 5.3 Coefficients moyens de portance et de traînée pour un écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes en configuration carrée avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$

Tubes	\overline{C}_D	\overline{C}_L
1	0.1489	-0.0412
2	0.1489	0.0412
3	0.0595	-0.0043
4	0.0595	0.0043

Le tableau 5.3 montre que pour les tubes 1 et 2, les coefficients de portance sont opposés. Le même constat pour les tubes 3 et 4. Par contre les coefficients de traînée sont identiques pour les tubes 1 et 2 ainsi que pour les tubes 3 et 4. Pour rappel la numérotation des tubes est illustré à la figure 5.1.

Dans la suite, les dérivées de stabilité moyenne des coefficients de portance sont déterminées.

Pour ce faire, le tube 1 est déplacé de 1% du diamètre suivant la verticale (figure 5.1) ($\Delta\bar{Y} = 0.01$) avec $\bar{Y} = Y/D$) ce qui permet de déduire les coefficients de dérivée de stabilité de la portance (relation 4.6). On procède ainsi pour les tubes 2, 3 et 4.

La figure 5.4 représente les coefficients de dérivée de la portance :

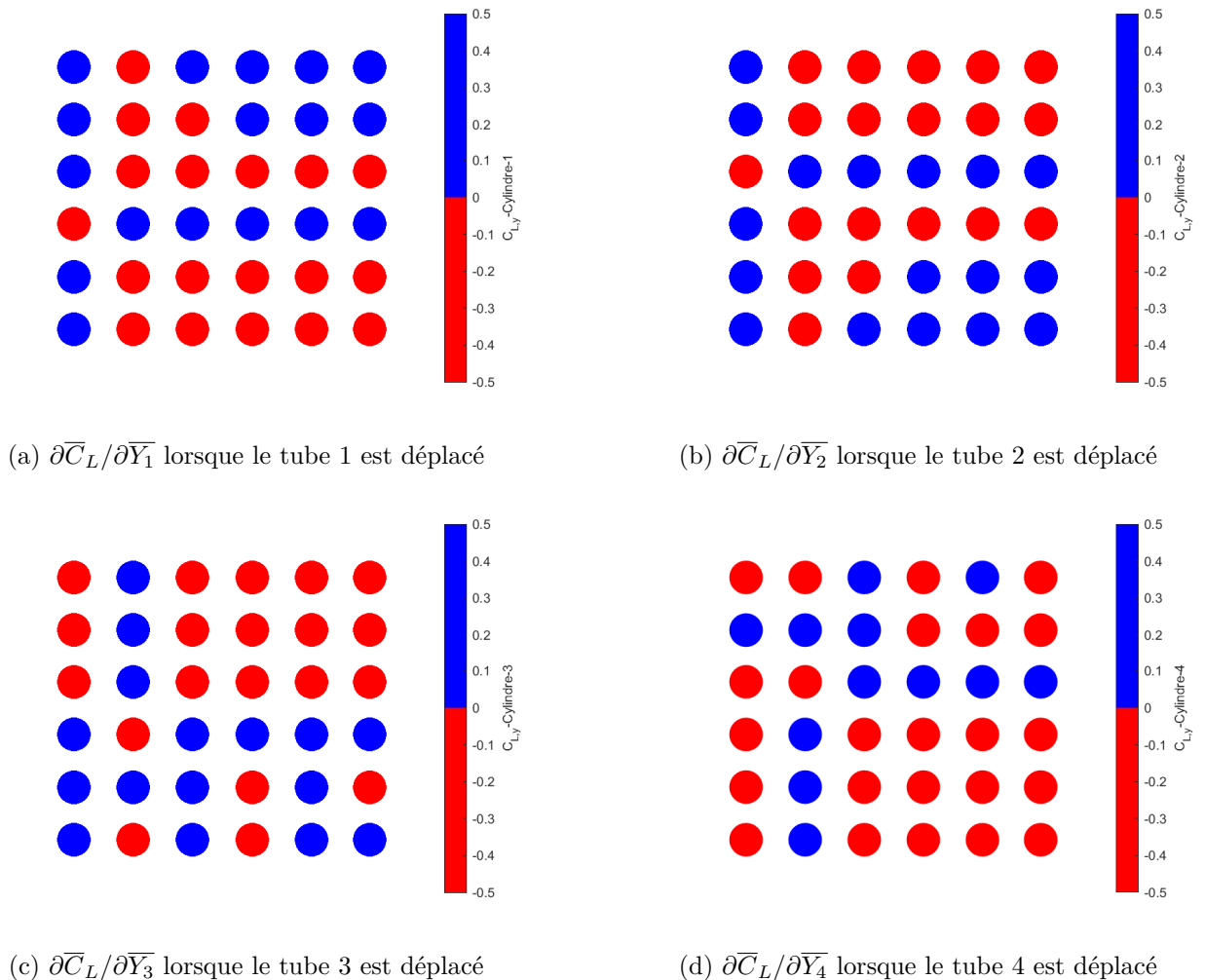


Figure 5.4 Dérivées de stabilité des coefficients de portance d'un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse avec $Re = 200$

Lorsqu'on déplace le tube 1 et 2 (figure 5.4 a, 5.4 b), les mouvements des tubes sont antisymétriques. Les tubes en couleur rouge sont les tubes qui ont des dérivées de stabilité négatives c'est-à-dire ceux qui peuvent provoquer l'instabilité fluidélastique. Pour les tubes 3 et 4 cette antisymétrie n'est pas totalement représentée. Le tableau 5.4 résume les valeurs moyennes des dérivées de stabilité :

Tableau 5.4 Moyennes de la dérivée de stabilité par rapport aux tubes 1, 2, 3 et 4

Tubes	$\partial\bar{C}_{L_i}/\partial\bar{Y}_1$	$\partial\bar{C}_{L_i}/\partial\bar{Y}_2$	$\partial\bar{C}_{L_i}/\partial\bar{Y}_3$	$\partial\bar{C}_{L_i}/\partial\bar{Y}_4$
Tube 1	-0.2215	0.1055	0.0451	-0.0063
Tube 2	0.1070	-0.2403	-0.0030	-0.0029
Tube 3	0.1306	-0.0710	-0.2072	0.0777
Tube 4	-0.0688	0.1294	0.0874	-0.2223

Dans le tableau 5.4, i prend les valeurs 1, 2, 3 et 4. Ces résultats obtenus permettent d'étudier le modèle quasi-stationnaire par la suite.

5.2 Instabilité des cylindres avec le modèle quasi-stationnaire

Le modèle quasi-stationnaire proposé par Price & Païdoussis (1983b) suppose que l'effet du mouvement d'un cylindre oscillant soumis à un écoulement transverse sur les forces fluides résultantes est exclusivement de modifier le vecteur vitesse par rapport au corps, avec la traînée résultante et les forces de portance étant parallèles et normales, respectivement, à la vitesse relative (figure 5.5). Les coefficients de force dans les directions de traînée et de portance sont également supposés inchangés par l'oscillation et peuvent être obtenus à partir de mesures ou de calculs sur un corps stationnaire.

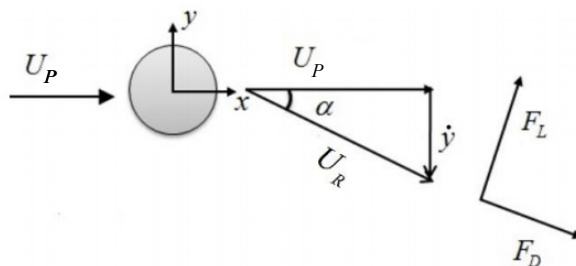


Figure 5.5 Notation et orientation des axes et efforts

Seul le mouvement dans la direction y transverse à l'écoulement est considéré. Il n'y a pas de mouvement dans la direction x .

L'équation du mouvement dans la direction y s'écrit :

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_y \quad (5.1)$$

5.2.1 Détermination de la force fluide F_y , linéarisation des coefficients de portance et de traînée et adimensionnement de l'équation du mouvement

Détermination de la force fluide F_y

En considérant la figure 5.5, la vitesse relative U_R se définit comme suit :

$$U_R = [U_P^2 + \dot{y}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

En première approximation :

$$\frac{U_R}{U_P} = \left[1 + \left(\frac{\dot{y}}{U_P} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \approx 1 \quad (5.3)$$

Donc

$$U_R \approx U_P \quad (5.4)$$

avec y les déplacements transverses à l'écoulement et U_P la vitesse intertube.

En considérant toujours la figure 5.5 et en faisant l'hypothèse de petits déplacements alors :

$$\cos(\alpha) = \frac{U_P}{U_R} \approx 1; \quad \sin(\alpha) = \frac{\dot{y}}{U_R} \approx \frac{\dot{y}}{U_P} \quad (5.5)$$

L'effort transverse F_y est défini comme suit :

$$F_y = F_L \cos(\alpha) - F_D \sin(\alpha) \quad (5.6)$$

où

$$F_L = \frac{1}{2} \rho U_R^2 D l C_L \quad (5.7)$$

$$F_D = \frac{1}{2} \rho U_R^2 D l C_D \quad (5.8)$$

avec F_D la force de portance, F_L la force de traînée, ρ la masse volumique du fluide, D le diamètre du tube, C_D le coefficient de portance et enfin C_L le coefficient de traînée.

En considérant les équations (5.4), (5.5), (5.7) et (5.8), l'équation (5.6) devient :

$$F_y \approx \frac{1}{2} \rho U_p^2 D l \left(C_L - C_D \frac{\dot{y}}{U_p} \right) \quad (5.9)$$

Nous introduisons le retard en temps ou *time-delay* entre (le déplacement, la vitesse) et l'application de la force fluide sous la forme :

$$\tau = \frac{\mu D}{U_p} \quad \text{avec} \quad \mu = \mathcal{O}(1) \quad (5.10)$$

Considérons maintenant que le cylindre bouge autour de sa position, ce qui permet de faire un développement de Taylor autour de la position d'équilibre des coefficients.

Linéarisation des coefficients de portance et de traînée

Considérons un tube q . La notation suivante sera utilisée par la suite : C_{L_q} , C_{D_q} le coefficient de portance respectivement de la traînée du tube q . Le développement de Taylor dans la direction transverse de l'écoulement est le suivant :

$$C_{L_q} = C_{L_{0q}} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} y_n \quad (5.11)$$

et

$$C_{D_q} = C_{D_{0q}} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{D_q}}{\partial y_n} y_n \quad (5.12)$$

où N est le nombre de degré de liberté des tubes et y_n les déplacements des tubes n dans la direction de la portance.

En remplaçant les relations (5.11) et (5.12) dans la relation (5.9) et en retenant que les termes du premier ordre alors on a :

$$F_{y_q} \approx \frac{1}{2} \rho U_p^2 D l \left(C_{L_{0q}} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} y_n - C_{D_{0q}} \frac{\dot{y}_q}{U_p} \right) \quad (5.13)$$

Le retard fait apparaître un déphasage, ce qui modifie la relation (5.13) qui devient :

$$F_{y_q} \approx \frac{1}{2} \rho U_p^2 D l \left(C_{L_{0q}} + e^{-i\omega\tau} \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} y_n - C_{D_{0q}} \frac{\dot{y}_q}{U_p} e^{-i\omega\tau} \right) \quad (5.14)$$

Le développement de Taylor de $e^{-i\omega\tau}$ est comme suit :

$$e^{-i\omega\tau} = 1 - i\omega\tau \quad (5.15)$$

La relation (5.14) s'exprime comme suit :

$$F_{y_q} \approx \frac{1}{2}\rho U_p^2 D l \left(C_{L_{0q}} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} y_n - i\omega\tau \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} y_n - C_{D_{0q}} \frac{\dot{y}_q}{U_p} + C_{D_{0q}} \frac{\dot{y}_q}{U_p} i\omega\tau \right) \quad (5.16)$$

Pour des mouvements harmoniques $y = y_0 e^{i\omega t}$.

Et comme

$$\begin{cases} \dot{y} = i\omega y \\ \ddot{y} = i\omega \dot{y} \end{cases} \quad (5.17)$$

alors la relation (5.16) devient :

$$F_{y_q} \approx \frac{1}{2}\rho U_p^2 D l \left(C_{L_{0q}} + \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} y_n - \tau \sum_{n=1}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n} \dot{y}_n - C_{D_{0q}} \frac{\dot{y}_q}{U_p} + \tau C_{D_{0q}} \frac{\ddot{y}_q}{U_p} \right) \quad (5.18)$$

Équation du mouvement adimensionnelle

L'équation du mouvement du tube q s'écrit comme suit :

$$m\ddot{y}_q + c\dot{y}_q + ky_q = F_{y_q} \quad (5.19)$$

Nous adimensionnons l'équation (5.19) en utilisant les variables de référence suivantes :

$$t^* = \frac{U_p t}{D}; \quad y_q^* = \frac{y_q}{D}; \quad m^* = \frac{m}{\frac{\pi}{4}\rho D^2 l} \quad (5.20)$$

et

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{km}}; \quad U_{r_p} = \frac{U_p}{fD}; \quad f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (5.21)$$

Par déduction des relations (5.20) et (5.21) :

$$m = \pi \frac{D^2}{4} \rho l m^* \quad (5.22)$$

$$k = \frac{m^*}{4} \left(\frac{2\pi}{U_{r_p}} \right)^2 \rho l U_p^2 \quad (5.23)$$

$$c = \frac{m^*}{2} \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) \rho \zeta l U_p D \quad (5.24)$$

$$\dot{y}_q = U_p \dot{y}_q^* \quad (5.25)$$

$$\ddot{y}_q = \frac{U_p^2}{D} \ddot{y}_q^* \quad (5.26)$$

En insérant les relations (5.22) à (5.26) dans la relation (5.19) puis en simplifiant on obtient :

$$\begin{aligned} \left(m^* - \frac{2}{\pi} \mu C_{D_{0q}} \right) \ddot{y}_q^* + \left[2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + \frac{2}{\pi} C_{D_{0q}} + \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_q^*} \right] \dot{y}_q^* + \left[m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right)^2 - \frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_q^*} \right] y_q^* + \\ + \frac{2}{\pi} \mu \sum_{n \neq q}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n^*} \dot{y}_n^* - \frac{2}{\pi} \sum_{n \neq q}^N \frac{\partial C_{L_q}}{\partial y_n^*} y_n^* = \frac{2}{\pi} C_{L_{0q}} \quad (5.27) \end{aligned}$$

Sous forme matricielle l'équation du mouvement (5.27) s'écrit comme suit :

$$[\mathbf{M}]\{\ddot{y}_q\} + [\mathbf{C}]\{\dot{y}_q\} + [\mathbf{K}]\{y_q\} = [\mathbf{F}] \quad (5.28)$$

où $[\mathbf{M}]$ est la matrice de masse, $[\mathbf{C}]$ la matrice d'amortissement, $[\mathbf{K}]$ la matrice de raideur, y_q le déplacement du cylindre q et $[\mathbf{F}]$ le vecteur des forces fluides. Nous distinguerons deux cas dans la suite à savoir $\mu = 0$ et $\mu \neq 0$.

Supposons que $\mu = 0$ dans le premier cas.

Considérons 4 tubes qui vibrent dans la direction transverse à l'écoulement. D'après les relations (5.27) et (5.28), les matrices sont :

$$[\mathbf{M}] = m^* \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}; \quad (5.29)$$

$$[\mathbf{C}] = \begin{bmatrix} 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + \frac{2}{\pi} C_{D_{01}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + \frac{2}{\pi} C_{D_{02}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + \frac{2}{\pi} C_{D_{03}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + \frac{2}{\pi} C_{D_{04}} \end{bmatrix}; \quad (5.30)$$

$$[\mathbf{K}] = \begin{bmatrix} m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right)^2 - \frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_1^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_2^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_3^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_4^*} \\ -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_1^*} & m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right)^2 - \frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_2^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_3^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_4^*} \\ -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_1^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_2^*} & m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right)^2 - \frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_3^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_4^*} \\ -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_1^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_2^*} & -\frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_3^*} & m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right)^2 - \frac{2}{\pi} \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_4^*} \end{bmatrix}; \quad (5.31)$$

pour finir

$$[\mathbf{F}] = \frac{2}{\pi} \begin{bmatrix} C_{L_{01}} \\ C_{L_{02}} \\ C_{L_{03}} \\ C_{L_{04}} \end{bmatrix}; \quad (5.32)$$

Supposons que $\mu \neq 0$ dans le second cas.

Considérons 4 tubes qui vibrent dans la direction transverse à l'écoulement. D'après les relations (5.27) et (5.28), les matrices sont :

$$[\mathbf{M}] = \left(m^* - \frac{2}{\pi} \mu C_{D_{0q}} \right) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}; \quad (5.33)$$

$$[\mathbf{C}] = \begin{bmatrix} 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + c_1 & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_2^*} & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_3^*} & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L1}}{\partial y_4^*} \\ \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_1^*} & 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + c_2 & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_3^*} & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L2}}{\partial y_4^*} \\ \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_1^*} & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_2^*} & 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + c_3 & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L3}}{\partial y_4^*} \\ \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_1^*} & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_2^*} & \frac{2}{\pi} \mu \frac{\partial C_{L4}}{\partial y_3^*} & 2\zeta m^* \left(\frac{2\pi}{Ur_p} \right) + c_4 \end{bmatrix}; \quad (5.34)$$

avec :

$$c_1 = \frac{2}{\pi}C_{D01} + \frac{2}{\pi}\mu\frac{\partial C_{L1}}{\partial y_1^*}; c_2 = \frac{2}{\pi}C_{D02} + \frac{2}{\pi}\mu\frac{\partial C_{L2}}{\partial y_2^*}; c_3 = \frac{2}{\pi}C_{D03} + \frac{2}{\pi}\mu\frac{\partial C_{L3}}{\partial y_3^*}; c_4 = \frac{2}{\pi}C_{D04} + \frac{2}{\pi}\mu\frac{\partial C_{L4}}{\partial y_4^*}$$

$$[\mathbf{K}] = \begin{bmatrix} m^*\left(\frac{2\pi}{Ur_p}\right)^2 - \frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L1}}{\partial y_1^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L1}}{\partial y_2^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L1}}{\partial y_3^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L1}}{\partial y_4^*} \\ -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L2}}{\partial y_1^*} & m^*\left(\frac{2\pi}{Ur_p}\right)^2 - \frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L2}}{\partial y_2^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L2}}{\partial y_3^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L2}}{\partial y_4^*} \\ -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L3}}{\partial y_1^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L3}}{\partial y_2^*} & m^*\left(\frac{2\pi}{Ur_p}\right)^2 - \frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L3}}{\partial y_3^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L3}}{\partial y_4^*} \\ -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L4}}{\partial y_1^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L4}}{\partial y_2^*} & -\frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L4}}{\partial y_3^*} & m^*\left(\frac{2\pi}{Ur_p}\right)^2 - \frac{2}{\pi}\frac{\partial C_{L4}}{\partial y_4^*} \end{bmatrix}; \quad (5.35)$$

Pour finir

$$[\mathbf{F}] = \frac{2}{\pi} \begin{bmatrix} C_{L01} \\ C_{L02} \\ C_{L03} \\ C_{L04} \end{bmatrix}; \quad (5.36)$$

La résolution du système (5.28) est obtenue par la méthode de formulation d'états.

Formulation d'états

Considérons la formulation générale (5.28) :

$$[\mathbf{M}]\{\ddot{y}_q\} + [\mathbf{C}]\{\dot{y}_q\} + [\mathbf{K}]\{y_q\} = [\mathbf{F}] \quad (5.37)$$

Soit r la transformation de variable tel que :

$$r = \begin{Bmatrix} y_q \\ \dot{y}_q \end{Bmatrix} \quad (5.38)$$

où $r \in R^{2N}$ est une variable d'état, dont le vecteur déplacement sont les N premières composantes, et les N suivantes celles du vecteur vitesse.

En considérant la relation (5.38), puis en dérivant la variable d'état par rapport au temps nous avons :

$$\dot{r} = \begin{Bmatrix} \dot{y}_q \\ \ddot{y}_q \end{Bmatrix} \quad (5.39)$$

Des relations (5.38) et (5.39), nous déduisons :

$$\dot{y}_q = [\mathbf{I}_N \quad \mathbf{0}] \dot{r} \quad (5.40)$$

$$\dot{y}_q = [\mathbf{0} \quad \mathbf{I}_N] r \quad (5.41)$$

Finalement des relations (5.40) et (5.41), nous définissons :

$$[\mathbf{I}_N \quad \mathbf{0}] \dot{r} - [\mathbf{0} \quad \mathbf{I}_N] r = 0 \quad (5.42)$$

Multiplions la relation (5.42) par $-\mathbf{[K]}$:

$$\left[-\mathbf{[K]} \quad \mathbf{0} \right] \dot{r} - \left[\mathbf{0} \quad -\mathbf{[K]} \right] r = 0 \quad (5.43)$$

ce qui conduit à :

$$\left[-\mathbf{[K]} \quad \mathbf{0} \right] \dot{r} + \left[\mathbf{0} \quad \mathbf{[K]} \right] r = 0 \quad (5.44)$$

L'équation du mouvement (5.37) devient :

$$\mathbf{[M]} \left[\mathbf{0} \quad \mathbf{I}_N \right] \dot{r} + \mathbf{[C]} \left[\mathbf{0} \quad \mathbf{I}_N \right] r + \mathbf{[K]} \left[\mathbf{I}_N \quad \mathbf{0} \right] r = \mathbf{[F]} \quad (5.45)$$

ce qui conduit après simplification de la relation (5.45) à :

$$\left[\mathbf{0} \quad \mathbf{[M]} \right] \dot{r} + \left[\mathbf{[K]} \quad \mathbf{[C]} \right] r = \mathbf{[F]} \quad (5.46)$$

En regroupant les équations (5.44) et (5.46) dans un système, nous obtenons la formulation d'état de l'équation du mouvement (5.37) :

$$\begin{bmatrix} -\mathbf{[K]} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{[M]} \end{bmatrix} \dot{r} + \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{[K]} \\ \mathbf{[K]} & \mathbf{[C]} \end{bmatrix} r = \begin{Bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{[F]} \end{Bmatrix} \quad (5.47)$$

Soit $\mathbf{[S]}$ et $\mathbf{[R]}$, les matrices d'état suivantes :

$$\mathbf{[S]} = \begin{bmatrix} -\mathbf{[K]} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{[M]} \end{bmatrix}; \quad \mathbf{[R]} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{[K]} \\ \mathbf{[K]} & \mathbf{[C]} \end{bmatrix} \quad (5.48)$$

Finalement la relation (5.47) s'écrit comme suit :

$$\mathbf{[S]} \dot{r} + \mathbf{[R]} r = \mathbf{[F]} \quad (5.49)$$

Avec cette nouvelle forme 5.49, considérons que nous avons une vibration libre c'est à dire que $[\mathbf{F}] = 0$. Supposons une solution de la forme :

$$r = Qe^{-\gamma t} \quad (5.50)$$

où $Q \in C^{2N}$ est un vecteur complexe d'état et γ les valeurs propres. Nous obtenons un problème aux valeurs propres comme suit :

$$\left[[\mathbf{R}] - \gamma[\mathbf{S}] \right] Q = 0 \quad (5.51)$$

dont l'équation caractéristique qui lui est associée est le suivant :

$$\det \left([\mathbf{R}] - \gamma[\mathbf{S}] \right) = 0 \quad (5.52)$$

Les racines de l'équation 5.52, peuvent être réelles ou complexes. Dans ce rapport nous nous intéressons tout particulièrement au cas où ces racines sont complexes.

Deux cas tests sont étudiés dans la suite de cette section. D'abord en considérant le retard nul ($\tau = 0$) et ensuite en considérant le retard non nul ($\tau = \frac{D}{U_p}$). Les vitesses critiques d'instabilité fluidélastique sont représentées sur la carte de stabilité à la fin de ce chapitre.

Pour les cas tests, les tubes 1, 2, 3 et 4 sont considérés (figure 5.1). Les autres tubes ne sont pas étudiés dans cette section. Les différents paramètres permettant de construire le modèle quasi-stationnaire sont obtenus à la section précédente.

En se basant sur les résultats obtenus à la section précédente puis en considérant les relations (5.48) et (5.52) on détermine les valeurs propres γ .

Les calculs sont effectués sur Matlab pour la détermination des valeurs propres complexes.

L'amortissement total (ζ_T) est défini par :

$$\zeta_T = \frac{R(\gamma)U_{r_p}}{2\pi} \quad (5.53)$$

où $R(\gamma)$ est la partie réelle de la valeur propre γ et U_{r_p} la vitesse réduite basée sur l'intertube.

En effet, lorsque l'amortissement total sera supérieur à zéro nous déduisons que le système est stable. Par contre, lorsque l'amortissement total coupe zéro, le système est instable. Ces critères, nous permettrons de déterminer la vitesse critique d'instabilité. Les résultats sont présentés dans la suite.

5.2.2 Résultats et analyses pour le modèle quasi-stationnaire

Considérons tout d'abord le cas où le retard est nul. Les amortissements considérés sont $\zeta = 0.00$; $\zeta = 0.04$; $\zeta = 0.12$ et $\zeta = 0.25$. Pour les 4 tubes, l'amortissement total (ζ_T) est présenté en fonction de la vitesse réduite basée sur l'intertube U_{rp} (figure 5.6). Le ratio de masse est $m^* = 10$.

Sans retard : $\tau = 0$ et $m^* = 10$

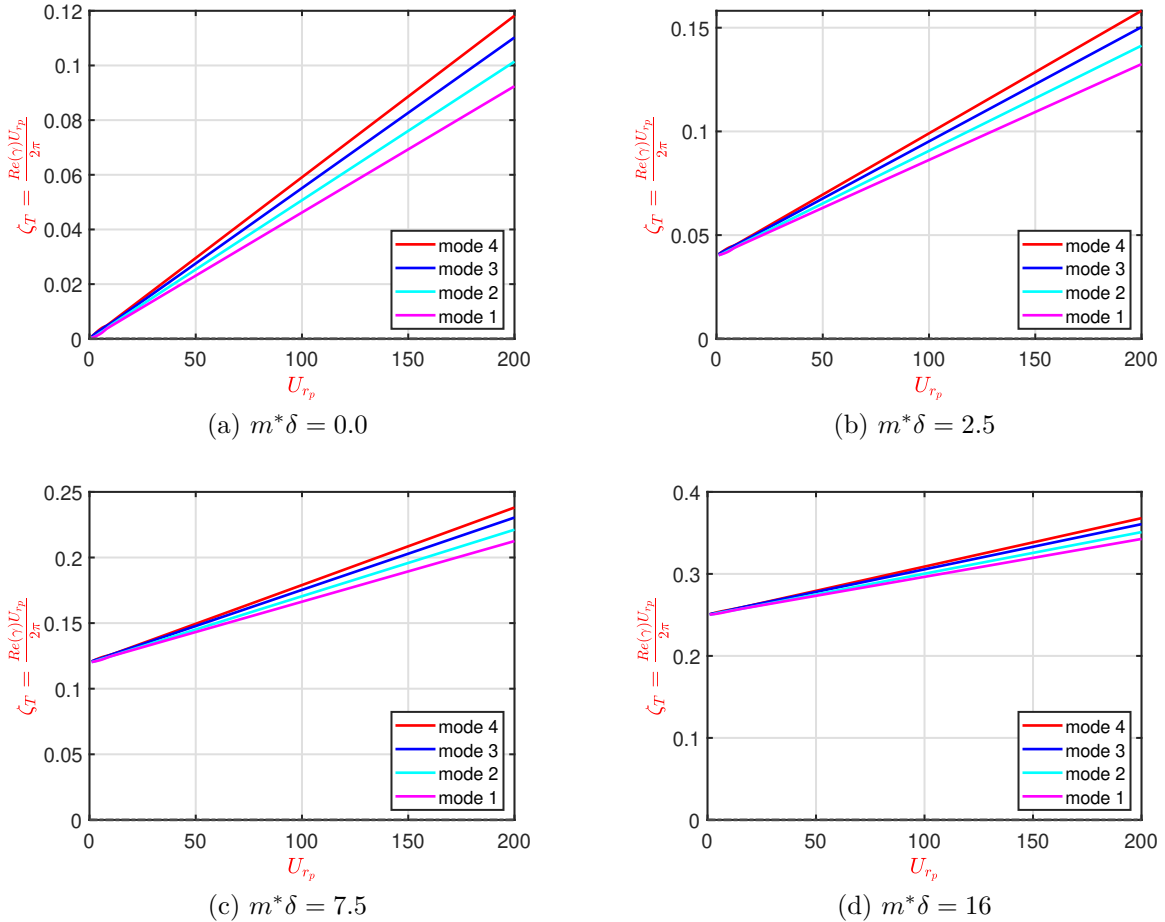


Figure 5.6 Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'intertube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est stable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $m^* = 10$

La figure 5.6 montre que quelque soit le paramètre masse-amortissement, l'amortissement total est au dessus de zéro donc la vitesse critique d'instabilité n'est pas atteinte et le système demeure stable.

Pour le modèle quasi-stationnaire sans retard ($\tau = 0$), le faisceau de tubes en configuration

carrée soumis à un écoulement de jet transverse est stable pour le ratio de masse $m^* = 10$ quel que soit l'amortissement choisi.

Dans cette nouvelle étude, on considère le retard toujours nul ($\tau = 0$). Cette fois-ci c'est le ratio de masse qui varie et l'amortissement est fixe. L'amortissement considéré est $\zeta = 0.04$. Les différents ratios de masse sont $m^* = 10$, $m^* = 30$ et $m^* = 64$.

Sans retard : $\tau = 0$ et $\zeta = 0.04$

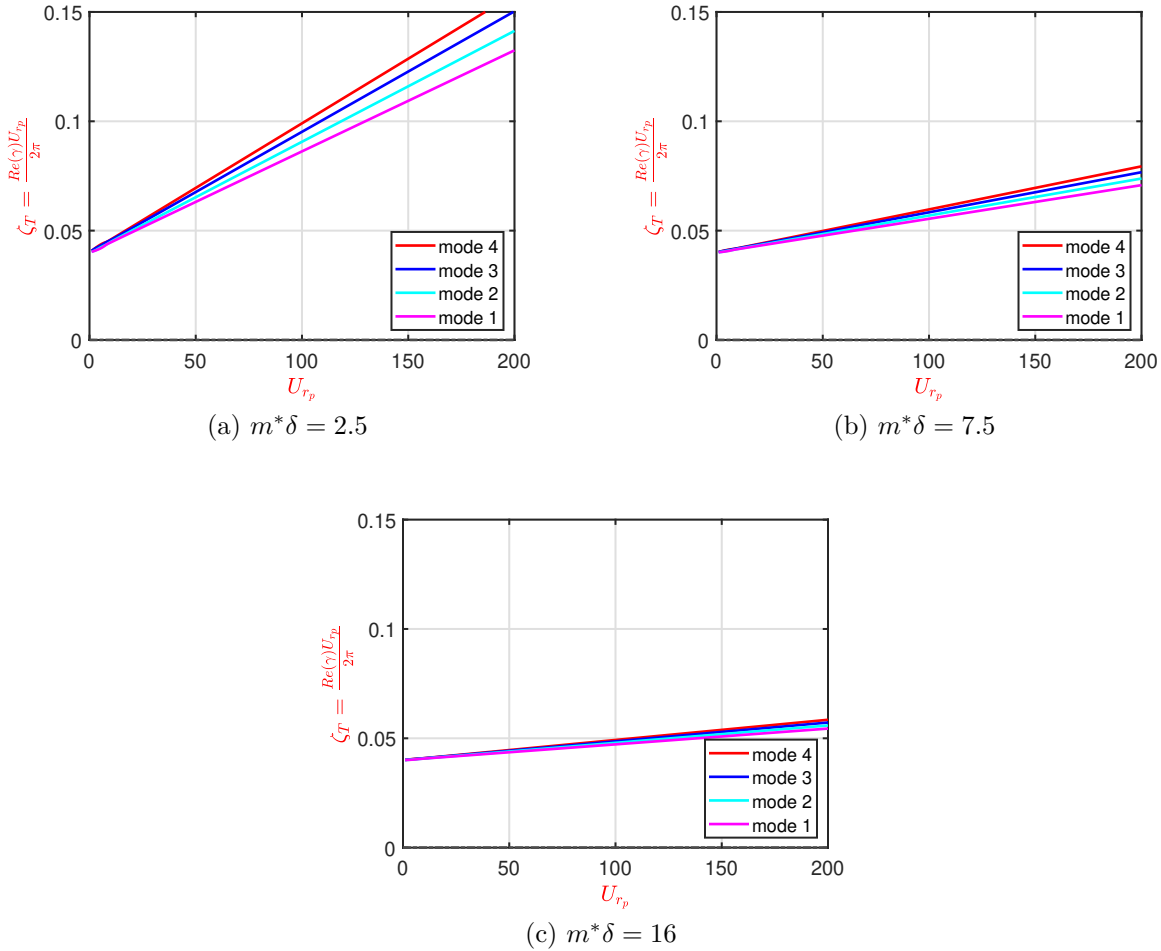


Figure 5.7 Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'intertube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est stable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $\zeta = 0.04$

Comme précédemment le faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse est stable pour l'amortissement ($\zeta = 0.04$) quel que soit le ratio de masse choisi. On introduit le retard dans la suite puis on étudie la stabilité des tubes. considérons le retard ($\tau = \frac{D}{U_P}$) non nul et le ratio de masse $m^* = 10$.

Avec retard : $\tau = \frac{D}{U_p}$ et $m^* = 10$

Dans cette partie, le retard est non nul. Les différentes matrices sont définies précédemment et la méthode de résolution également. Les résultats obtenus sont les suivants :

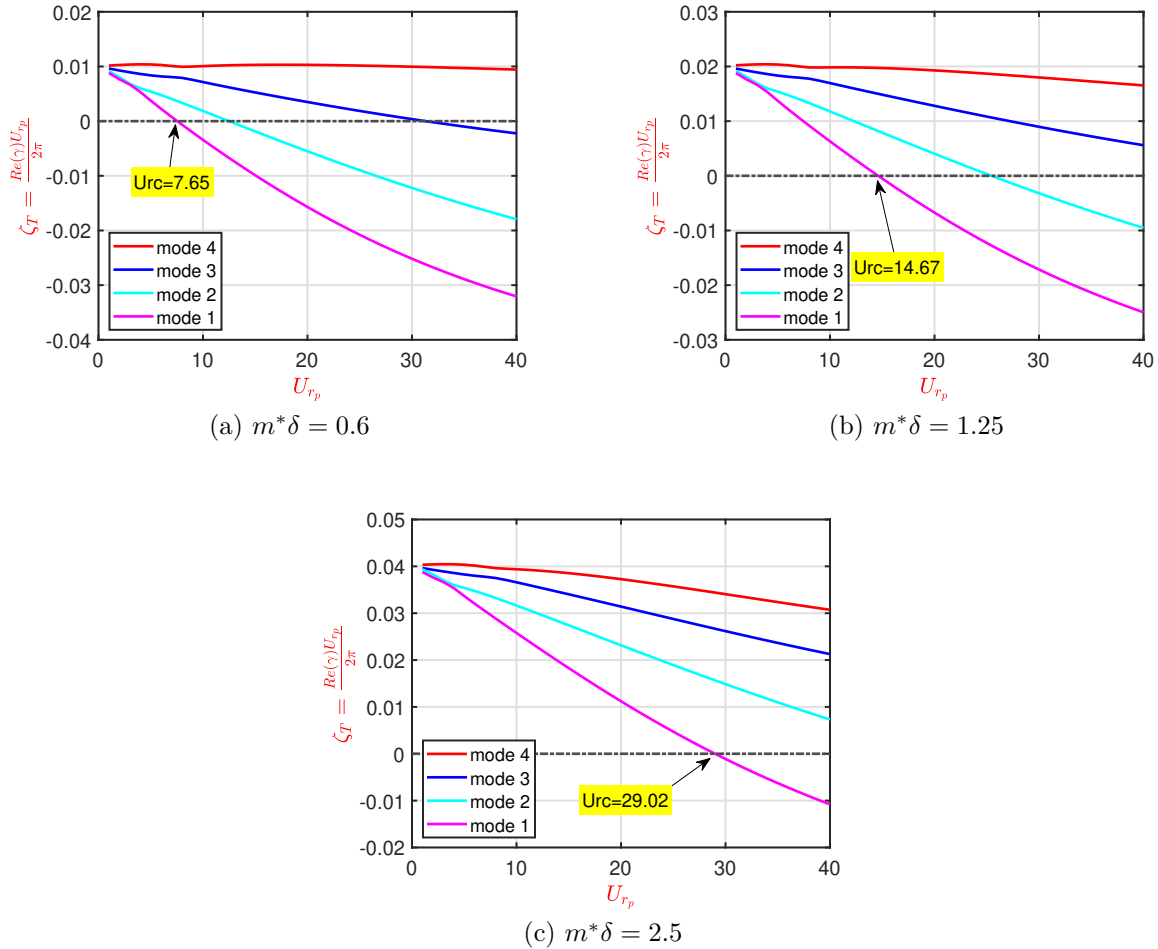


Figure 5.8 Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'intertube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est instable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $m^* = 10$

Contrairement au cas où $\tau = 0$, la vitesse critique d'instabilité fluidélastique est atteinte, car l'amortissement total coupe zéro pour tous les paramètres de masse-amortissements. Pour le paramètre masse-amortissement $m^*\delta = 0.6$ (figure 5.8 a) la vitesse critique d'instabilité est atteinte à 7.65. Pour $m^*\delta = 1.25$ (figure 5.8 b) , elle est atteinte à 14.67. Elle est également atteinte à 29.02 pour $m^*\delta = 2.5$ (figure 5.8 c). Le tableau 5.5 résume les calculs effectués :

Tableau 5.5 Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse $P/D = 1.32$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$

Cas étudié	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.01	0.6	7.65
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.02	1.25	14.67
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.04	2.5	29.02

Considérons l'amortissement $\zeta = 0.04$ et faisons varier le ratio de masse.

Avec retard : $\tau = \frac{D}{U_P}$ et $\zeta = 0.04$

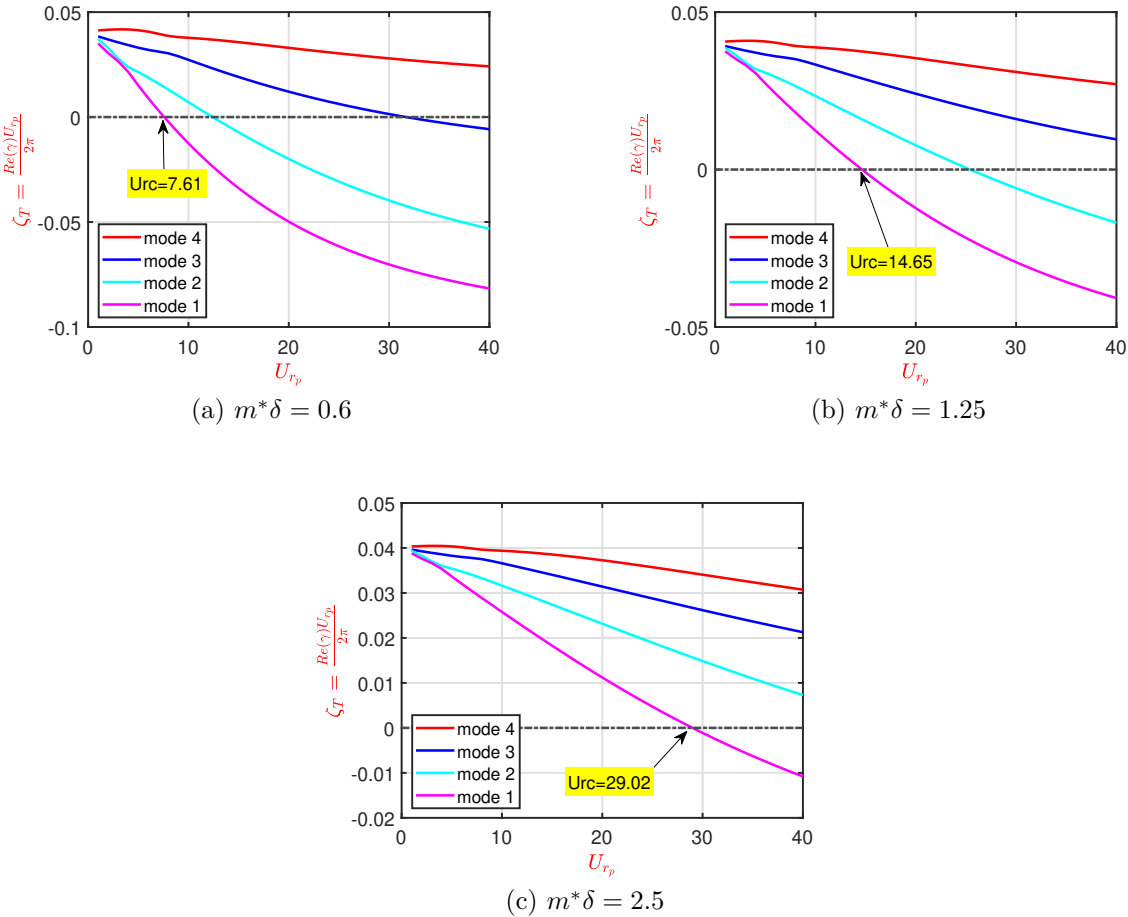


Figure 5.9 Amortissement total en fonction de la vitesse réduite basée sur l'intertube pour différents paramètres de masse-amortissements. Le faisceau est instable pour un faisceau carré soumis à un écoulement de jet transverse avec $\zeta = 0.04$

En faisant varier le ratio de masse on obtient toujours des instabilités avec le modèle quasi-stationnaire. On résume dans le tableau 5.6 les grandeurs calculées.

Tableau 5.6 Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse $P/D = 1.32$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$

Cas étudié	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
Modèle quasi-stationnaire	2.4	0.04	0.6	7.61
Modèle quasi-stationnaire	5.0	0.04	1.25	14.65
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.04	2.5	29.02

On constate que les valeurs des vitesses critiques d'instabilité fluidélastique (tableau 5.6) sont quasi-identiques au modèle quasi-stationnaire avec pour ratio de masse fixe ($m^* = 10$) et l'amortissement (ζ) qui varie (tableau 5.5).

5.3 Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme

Comme précédemment l'objectif est de déterminer les coefficients de traînée, de portance ainsi que les dérivées de la portance dans le cas d'un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme. Ces différents coefficients permettront de mettre en place le modèle quasi-stationnaire pour l'écoulement transverse uniforme.

5.3.1 Configuration étudiée

Le cas étudié est un écoulement transverse uniforme dans un faisceau de tubes statiques en configuration carrée.

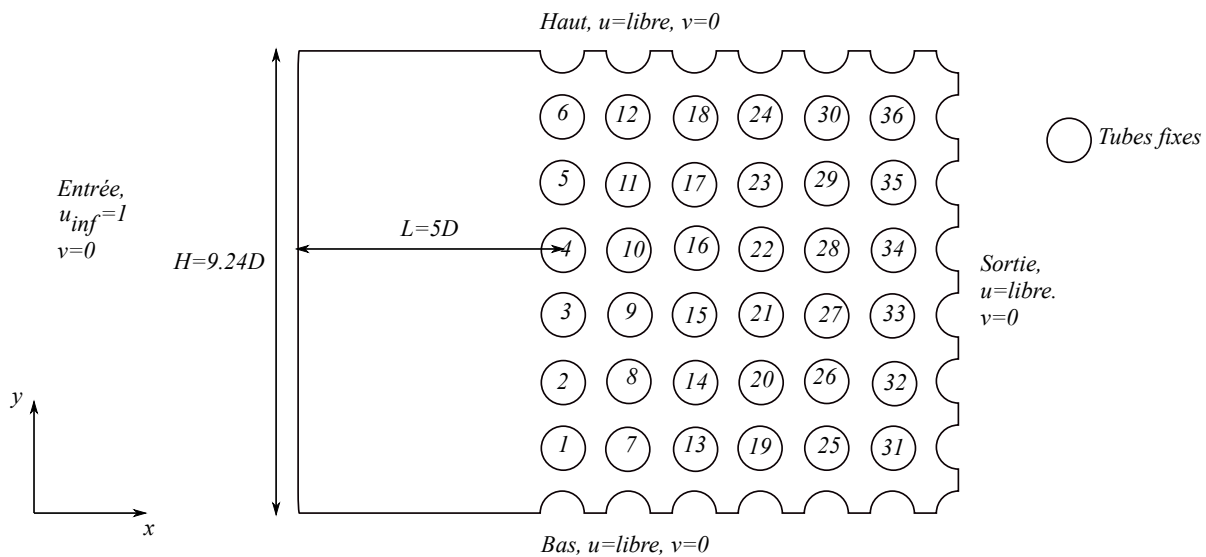


Figure 5.10 Faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$

Sur la figure 5.10 tous les tubes sont fixes. Les conditions aux limites ainsi que les dimensions du domaine sont représentées sur la figure 5.10. Le rapport pas sur le diamètre du tube vaut 1.32. Le nombre de Reynolds est 200. Nous étudions tout particulièrement le cylindre 22. On effectue les calculs sur CADYF pour la détermination des coefficients de portance, de traînée ainsi que la dérivée de la portance du cylindre 22. Le maillage est également effectué sur CADYF. Il est suffisamment fin pour avoir des résultats cohérents pour les coefficients moyens de la portance ainsi que de la traînée. Les différents champs calculés sont présentés dans la suite.

5.3.2 Résultats et analyses

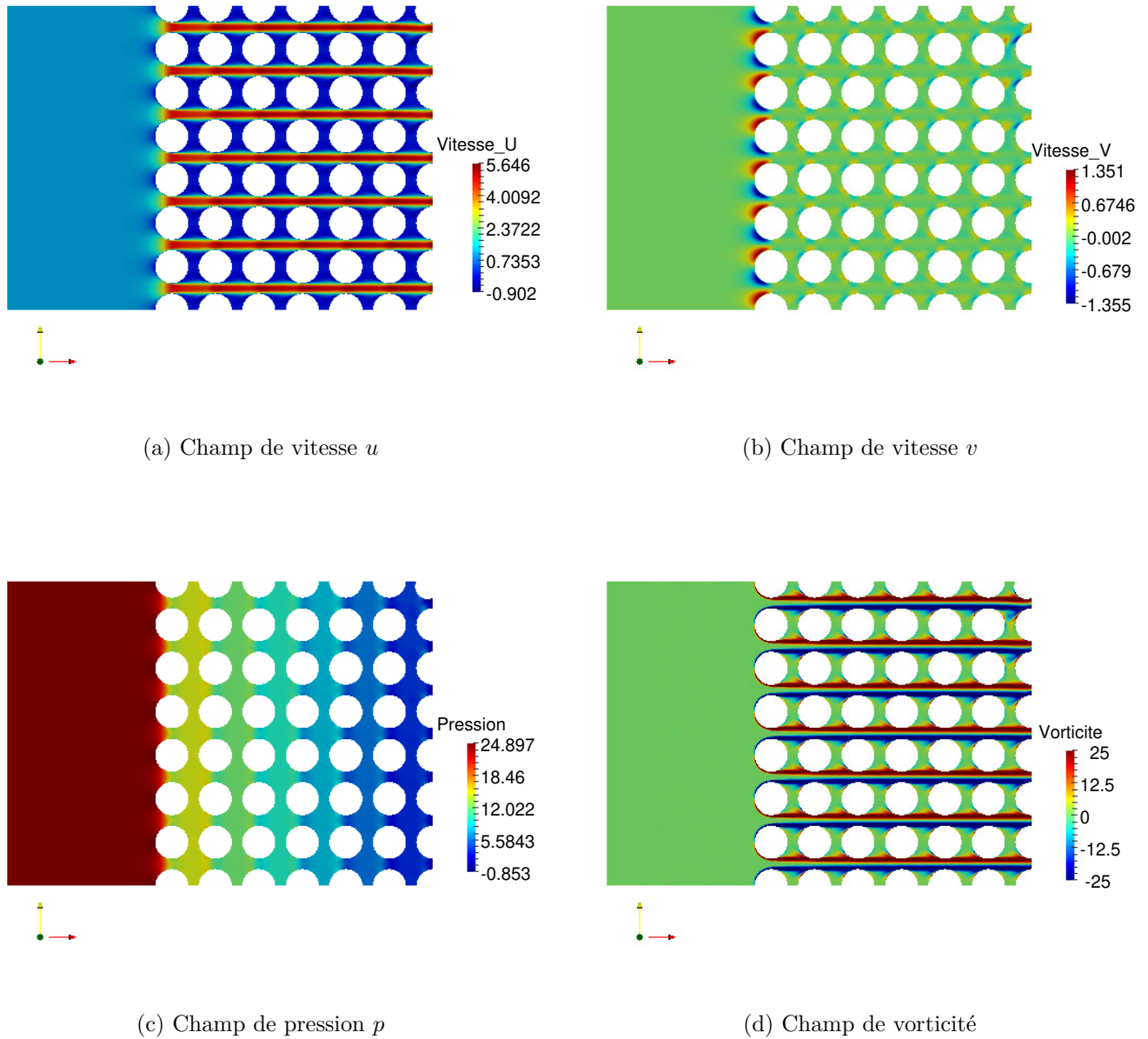


Figure 5.11 Différents champs calculés pour un faisceau de tubes fixes soumis à un écoulement transverse uniforme avec le nombre de Reynolds $Re = 200$ à l'instant $t^* = 60$ pour $P/D = 1.32$

La figure 5.11 (a) montre le champ de vitesse longitudinale de l'écoulement. La vitesse intertube vaut 4.125 m/s ce qui correspond au résultat obtenu. Pour la vitesse transverse, la vitesse est maximale autour des cylindres de la première rangée (figure 5.11 b). Pour la pres-

sion, elle est maximale à l'entrée du domaine puis décroît jusqu'à atteindre la valeur nulle à l'extrémité droite du domaine (figure 5.11 c). Pour finir on observe les vortex autour des cylindres (figure 5.11 d). Dans la suite, les forces hydrodynamiques à savoir les forces de portance et de traînée sont présentées. L'objectif est de déterminer les coefficients moyens de la portance ainsi que de la traînée.

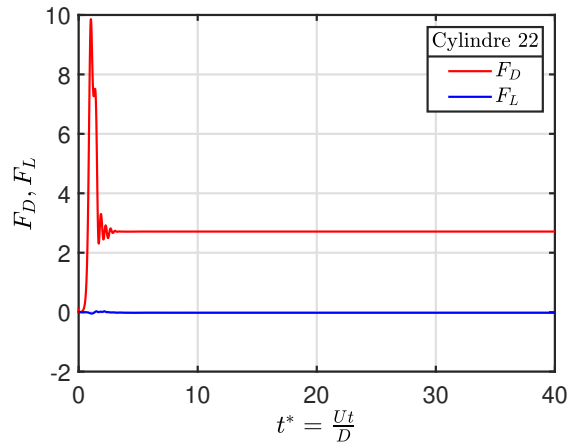


Figure 5.12 Forces hydrodynamiques d'un faisceau carré en configuration statique soumis à un écoulement transverse uniforme avec $Re = 200$ et $P/D = 1.32$

Pour le calcul la relation 4.5 est utilisée. Le régime permanent est atteint à partir de $t^* > 20$ (figure 5.12). C'est à partir de cet instant que les calculs sont effectués.

Tableau 5.7 Coefficients moyens de portance et de traînée pour un écoulement transverse uniforme dans un faisceau de tubes en configuration carrée avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$

Tubes	\overline{C}_D	\overline{C}_L
Cylindre 22	0.36	0.00

On observe au tableau 5.7 que la valeur moyenne du coefficient de portance est nulle. Ce résultat correspond aux résultats de la littérature. Le cylindre 22 est ensuite déplacé de 1% de son diamètre selon y dans l'objectif de déterminer le coefficient moyen de la dérivée de la portance. La relation 4.6 est utilisée pour la détermination de la dérivée de la portance du cylindre 22. Pour la dérivée de la portance $\overline{C}_{L,Y} = -2.0 < 0$. La dérivée de la portance négative prouve que l'instabilité existe (Païdoussis *et al.* (2010)).

Pour déterminer les vitesses critiques d'instabilité, on rappelle le modèle quasi-stationnaire proposé par Païdoussis *et al.* (2010) :

$$\frac{U_c}{f_n D} = \left[\frac{4}{-\bar{C}_{D_0} - \mu \frac{\partial \bar{C}_L}{\partial Y}} \right] m^* \delta \quad (5.54)$$

Ainsi en considérant les résultats obtenus pour le cylindre 22 et en supposant que $\mu = 1$, la relation (5.54) devient :

$$\frac{U_c}{f_n D} = 2.44 \times (m^* \delta)^1 \quad (5.55)$$

Avec la relation (5.55) le tableau suivant résume les vitesses critiques d'instabilité pour le cylindre 22.

Tableau 5.8 Vitesses critiques d'instabilité pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$

Cas étudié	m^*	ζ	$m^* \delta$	U_{cr}
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.01	0.6	1.46
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.02	1.25	3.05
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.04	2.5	6.10
Modèle quasi-stationnaire	10.0	0.12	7.5	18.3

Les résultats obtenus sont présentés sur la carte de stabilité à la fin de ce chapitre. Dans la section suivante l'écoulement transverse uniforme est toujours considéré, mais tous les cylindres vibrent dans le sens transverse à l'écoulement.

5.4 Écoulement transverse uniforme dans un faisceau carré de tubes

L'objectif est de déterminer les vitesses critiques d'instabilité fluidélastique et de pouvoir les reproduire sur la carte de stabilité. Les calculs sont effectués pour le nombre de Reynolds $Re = 200$ sur un maillage déformable avec la formulation ALE (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*).

5.4.1 Méthodologie

Nombres adimensionnels et paramètres :

Les paramètres importants utilisés lors de nos différentes simulations ainsi que les nombres adimensionnels sont résumés dans le tableau 5.9 :

Tableau 5.9 Paramètres physiques et nombres adimensionnels

Paramètres et nombres adimensionnels	Définition
Vitesse du pitch	$U_p = U_\infty \frac{P}{P-D}$
Vitesse réduite	$U_r = \frac{U_p}{f_n D}$
Ratio de masse	$m^* = \frac{\rho_s}{\rho_f}$
Décroissement logarithmique	$\delta = 2\pi\zeta$
Amortissement	ζ
Fréquence naturelle	$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$
Ratio pas sur diamètre	$\frac{P}{D}$

Méthodologie pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité fluidélastique :

Pour chaque simulation, le ratio de masse reste fixe, mais l'amortissement est modifié. De cette manière, plusieurs MDP sont simulées. Ainsi, pour un paramètre de masse-amortissement donné, une seule valeur de la vitesse critique d'instabilité est obtenue par la méthode de dichotomie.

Pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité, la méthode proposée par Étienne & Pelletier (2011) est utilisée. La vitesse critique d'instabilité fluidélastique est atteinte lorsque l'amplitude de vibration de l'un des tubes atteint 10% de son diamètre.

5.4.2 Configuration étudiée, maillage et conditions aux limites

Le domaine de calcul et les conditions limites sont représentés sur la figure 5.13.

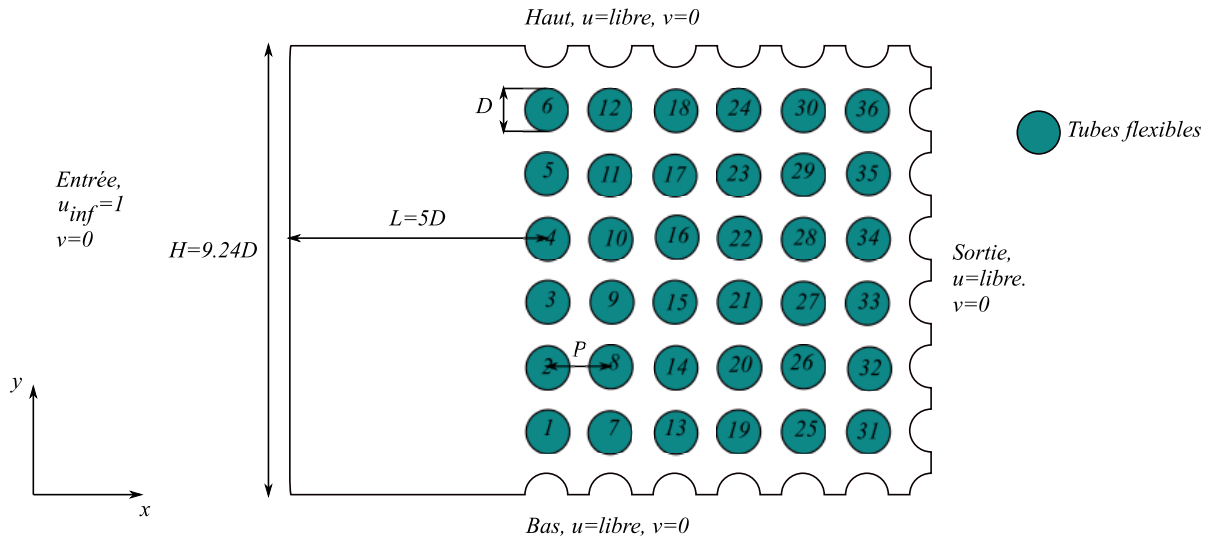


Figure 5.13 Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$

Le domaine de calcul est un faisceau de tubes en configuration carrée dont le rapport pitch-diamètre est $P/D = 1.32$. Dans cette configuration, tous les tubes sont emmenés à vibrer dans la direction transverse à l'écoulement. Le domaine contient 36 cylindres numérotés de 1 à 36 du bas vers le haut et de la gauche vers la droite. Cette convention de numérotation sera utilisée dans toute la suite de ce rapport.

En entrée, on impose une vitesse unitaire. Le diamètre du tubes est $D = 1 m$. Le nombre de Reynolds est 200. Le maillage utilisé pour les différentes simulations est représenté (figure 5.14).

Le maillage utilisé est un maillage adaptatif obtenu avec le code de calcul CADYF.

En effet, trois cycles d'adaptations ont été effectués pour un maillage final de 451981 noeuds et 221282 éléments (figure 5.14).

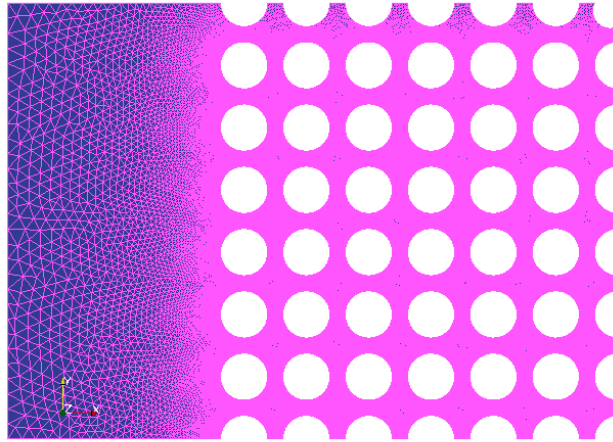


Figure 5.14 Maillage du domaine de calcul obtenu avec CADYF

Le maillage est non structuré comme le montre la figure 5.14. L'avantage de ce maillage est qu'il donne la possibilité de raffiner dans certaines régions sans affecter le maillage entier. Ici, le maillage est raffiné autour de chaque tube, car ils constituent la zone d'intérêt (figure 5.15).

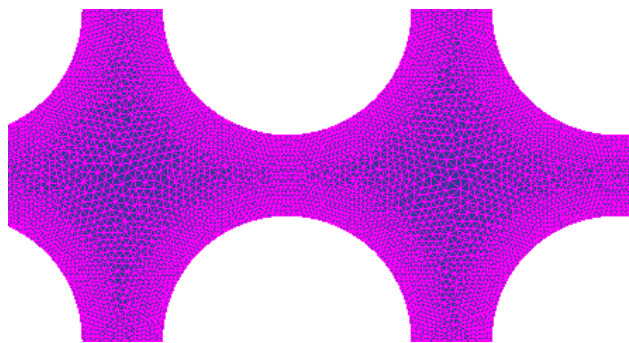


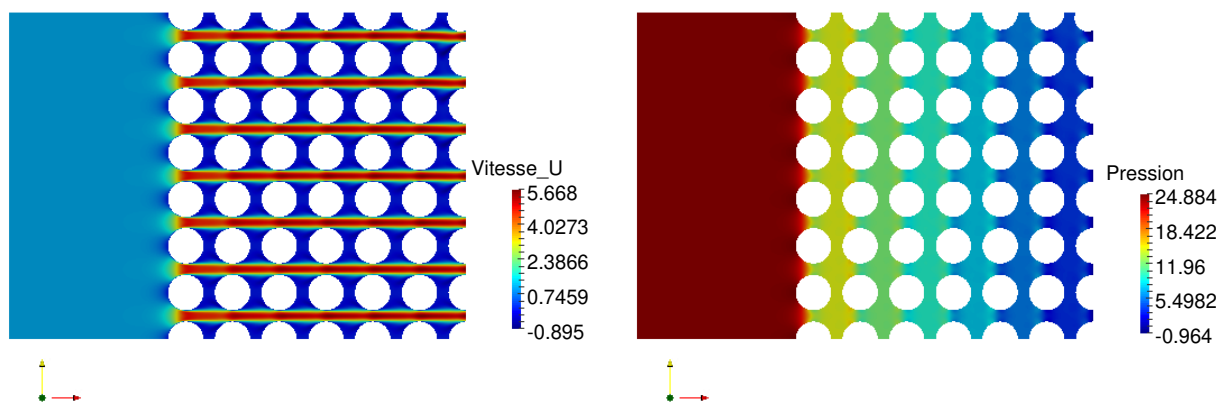
Figure 5.15 Zoom du maillage autour des tubes

Le maillage (figure 5.14) est utilisé pour tous les résultats présentés dans cette section. Les résultats obtenus pour différentes simulations sont présentés dans la suite.

5.4.3 Résultats des simulations et analyses

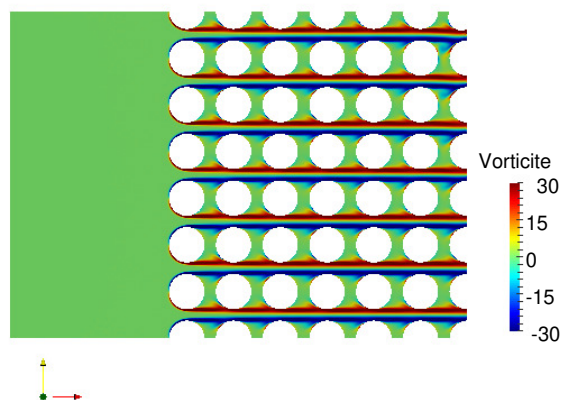
Pour les calculs, plusieurs paramètres de masse-amortissements sont étudiés. Plus spécifiquement les paramètres masse-amortissements sont : $m^*\delta = 0.3; 0.6; 1.2; 2.5; 7.5; 16$.

Pour ces résultats qui vont suivre, le ratio de masse est $m^* = 10$. Ces calculs ont été effectués avec le nombre de Reynolds $Re = 200$.



(a) Champ de vitesse u

(b) Champ de pression p



(c) Champ de vorticité

Figure 5.16 Différents champs calculés pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse uniforme avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 0.3$ et $U_r = 2.2$ à l'instant $t^* = 50$

On peut remarquer à travers la figure 5.16 (a), que la vitesse intertube est bien représentée. En effet, la vitesse intertube est 4 fois plus grande que la vitesse à l'entrée du domaine. Ce résultat était attendu. On constate également que les valeurs moyennes de la vitesse et de la pression semblent être fixes entre les tubes (figure 5.16 a, 5.16 b).

La pression est maximale à l'entrée du domaine et vaut 24.88Pa et elle est quasi-nulle en sortie. Cette pression décroît entre chaque rangée jusqu'à ce qu'elle soit nulle (figure 5.16 b). Cela s'explique par la présence des effets visqueux dans l'écoulement.

Pour la vorticité elle se forme autour de chaque cylindre (figure 5.16 c) pour la vitesse réduite $U_r = 2.2$ avec le paramètre masse-amortissement $m^*\delta = 0.3$ à l'instant $t^* = 50$.

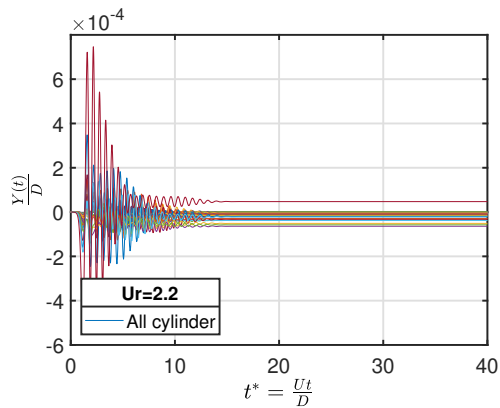
Ensuite, la méthode de dichotomie est employée pour trouver la vitesse critique. Trois résultats de masse-amortissement sont présentés dans la suite et le reste des cas étudiés sont résumés dans le tableau 5.10.

En considérant la figure 5.17, l'IFE n'est pas atteinte pour la vitesse réduite $U_r = 2.2$ (figure 5.17 a) mais pour $U_r = 2.4$ (figure 5.17 b) avec le paramètre masse-amortissement $m^*\delta = 0.3$. Aussi l'IFE n'est pas atteinte pour $U_r = 3.0$ (figure 5.17 c) mais pour $U_r = 3.3$ (figure 5.17 d) en considérant $m^*\delta = 2.5$. Le même constat pour le paramètre $m^*\delta = 16$ où l'IFE n'est pas atteinte pour $U_r = 8.6$ (figure 5.17 e) mais pour $U_r = 8.8$ (figure 5.17 f). Dans les cas stables quel que soit le paramètre masse-amortissement, l'amplitude de déplacement devient bornée au cours du temps. Par contre pour le cas instable, on constate une augmentation brutale de l'amplitude de déplacement au cours du temps qui dépasse les 10% du diamètre du tube et le calcul s'interrompt.

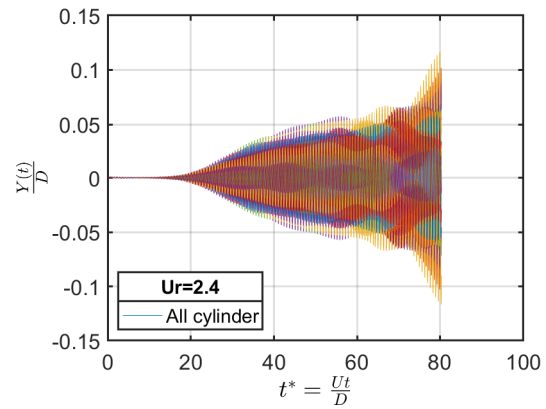
Tableau 5.10 Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carré soumis à un écoulement uniforme avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$ pour différentes valeurs du paramètre masse-amortissement

m^*	δ	$m^*\delta$	U_{rc}
10	0.03	0.3	2.4
10	0.06	0.6	2.6
10	0.12	1.2	2.7
10	0.25	2.5	3.3
10	0.75	7.5	6.0
10	1.60	16.0	8.8

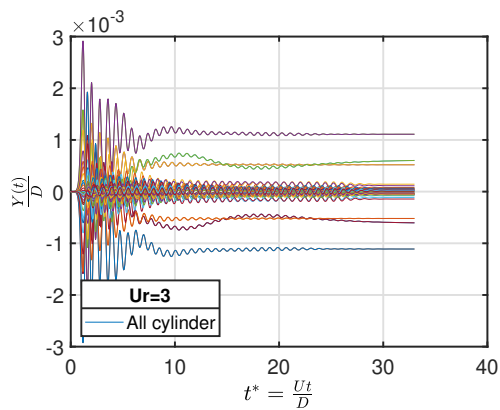
Résultats de l'amplitude de déplacement pour quelques MDP calculés



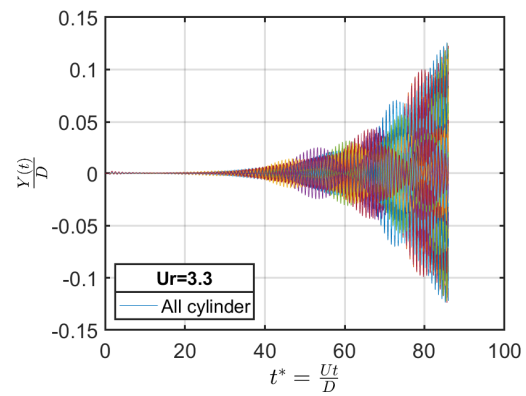
(a) Cas stable : $m^*\delta = 0.3$, $m^* = 10$



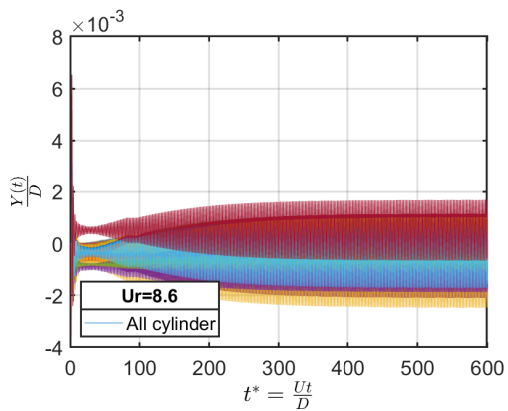
(b) Cas instable : $m^*\delta = 0.3$, $m^* = 10$



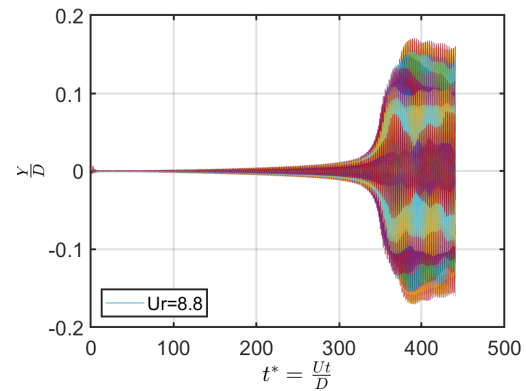
(c) Cas stable : $m^*\delta = 2.5$, $m^* = 10$



(d) Cas instable : $m^*\delta = 2.5$, $m^* = 10$



(e) Cas stable : $m^*\delta = 16$, $m^* = 10$



(f) Cas instable : $m^*\delta = 16$, $m^* = 10$

Figure 5.17 Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps avec $Re = 200$ pour différents paramètres de masse-amortissement

Les résultats numériques obtenus ont été rapportés sur une carte de stabilité dans la suite pour des comparaisons avec d'autres études qui ont été menées. Dans le tableau 5.10, on peut remarquer deux tendances, c'est-à-dire lorsque le paramètre masse-amortissement est faible ($m^*\delta = 0.3; 0.6; 1.2$), les valeurs de la vitesse critique d'instabilité sont très proches. Par contre lorsque le paramètre masse-amortissement augmente, il y a une augmentation de la vitesse critique.

Cette simulation sur CADYF prouve que les outils numériques peuvent être utilisés pour capter le départ en instabilité fluidélastique.

5.5 Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse à bas nombre de Reynolds

L'objectif de cette simulation est de démontrer la capacité du code à prédire la vitesse critique d'instabilité de plusieurs tubes mobiles dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse. Les paramètres physiques sont présentés dans le tableau 5.11

Tableau 5.11 Caractéristiques physiques et nombre adimensionnel

Vitesse du jet à l'entrée	$u_j = 1$
Diamètre du cylindre	$D = 1 \text{ m}$
Masse volumique	$\rho = 1 \text{ kg.m}^{-3}$
Viscosité dynamique	$\mu = 0.005 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$
Nombre de Reynolds	$Re = 200$

Dans le tableau 5.12, les différents nombres adimensionnels intervenant dans le cas de l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes y sont résumés :

Tableau 5.12 Nombres adimensionnels intervenant dans l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes

Nombres adimensionnels	Définitions	Valeurs
Ratio pas sur diamètre	P/D	1.32
Ratio diamètre du jet-pas	D_j/P	1.76
Ratio diamètre du jet-diamètre du cylindre	D_j/D	2.32

Plusieurs études sont menées dans cette section.

5.5.1 4 tubes flexibles dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse

L'objectif de cette étude consiste à déterminer la vitesse critique d'instabilité fluidélastique et de le comparer plus tard au modèle quasi-stationnaire. 4 tubes flexibles vibrants dans la direction transverse à l'écoulement de jet dans un faisceau de tubes sont considérés (figure 5.18).

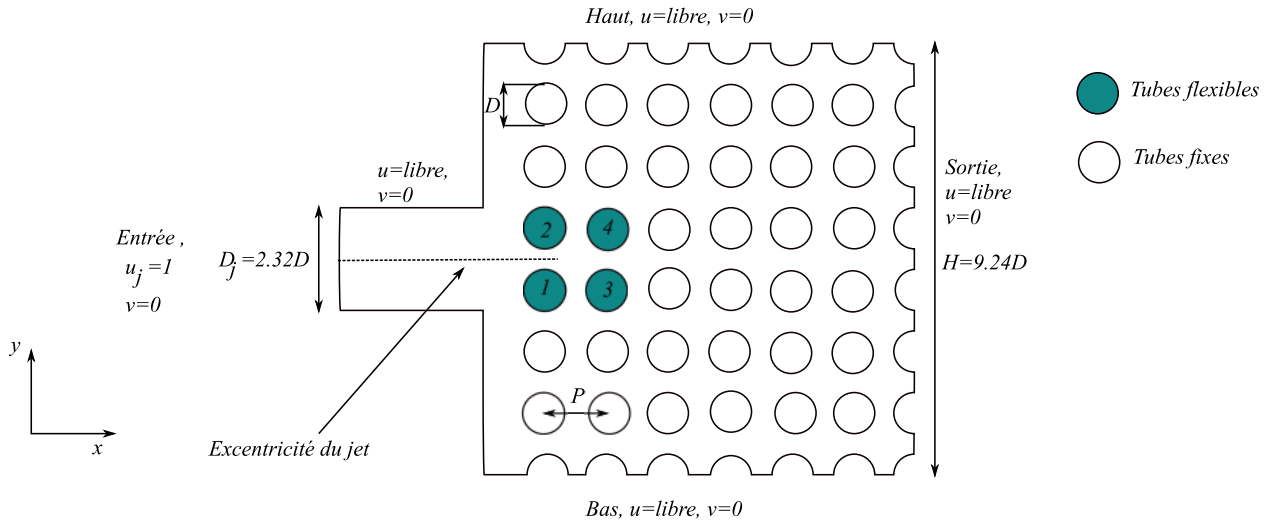


Figure 5.18 Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$ avec une excentricité nulle $\xi = 0$

Les conditions aux limites ainsi que les dimensions du domaine sont représentés sur la figure 5.18.

Pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité, la méthode de dichotomie est employée. Le critère de détermination de la vitesse critique d'instabilité fluidélastique reste identique au cas de l'écoulement uniforme Étienne & Pelletier (2011).

L'évolution temporelle des amplitudes de déplacement est tracée suivant la direction y pour les tubes 1, 2, 3 et 4 sur la même figure 5.19. six paramètres de masse-amortissement sont calculés à savoir ($m^*\delta = 2.5$, $m^*\delta = 7.5$ et $m^*\delta = 16$). Les résultats présentés à la figure 5.19 sont ceux du paramètre masse-amortissement $m^*\delta = 2.5$.

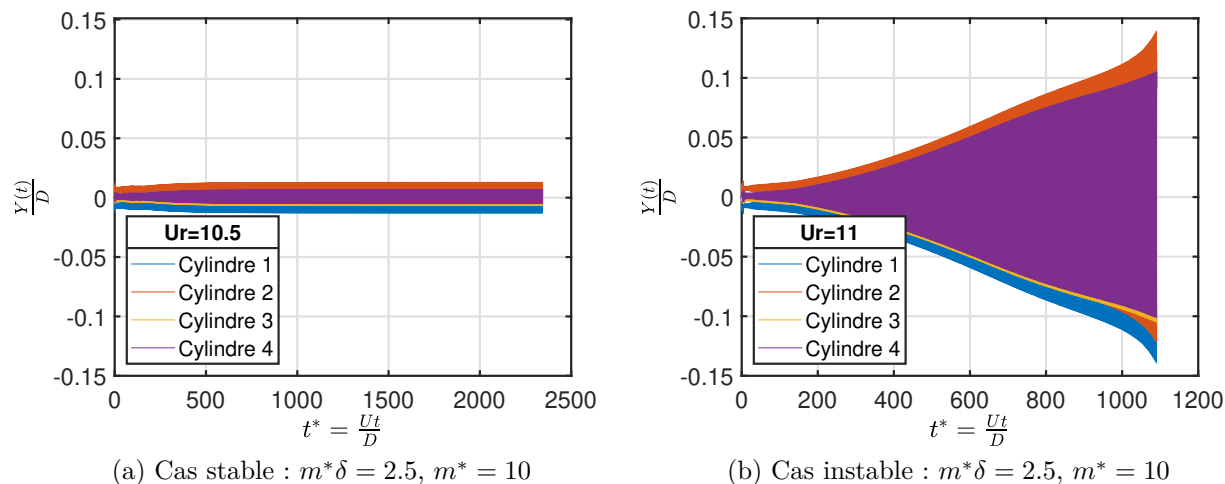


Figure 5.19 Amplitude de déplacements des tubes 1, 2, 3 et 4 au cours du temps pour $m^*\delta = 2.5$, $P/D = 1.32$ et $Re = 200$

Le comportement stable des tubes est clairement identifié pour la vitesse réduite $U_r = 10.5$ (figure 5.19 a). Le comportement instable des tubes est également identifié pour des vitesses réduites supérieures à 11 (figure 5.19 b). Ainsi, la vitesse critique d'instabilité est déterminée.

La même méthode est employée pour les deux autres paramètres de masse-amortissement. Le tableau 5.13 résume les vitesses critiques d'instabilité obtenues pour 4 tubes flexibles :

Tableau 5.13 Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$ et $\xi = 0$ pour 4 tubes flexibles

Cas étudié	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
4 Tubes flexibles	10	0.04	2.5	11.0
4 Tubes flexibles	10	0.12	7.5	29.5
4 Tubes flexibles	10	0.25	16.0	50.5

Ces vitesses critiques d'instabilité sont représentées sur la carte de stabilité par la suite. Cela permettra de comparer avec d'autres calculs effectués. Dans la section suivante, tous les tubes sont emmenés à vibrer dans la direction transverse à l'écoulement.

5.5.2 Faisceau de tubes mobiles avec excentricité nulle ($\xi = 0$) en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse

Le domaine d'étude ainsi que les conditions aux limites sont présentés sur la figure 5.20.

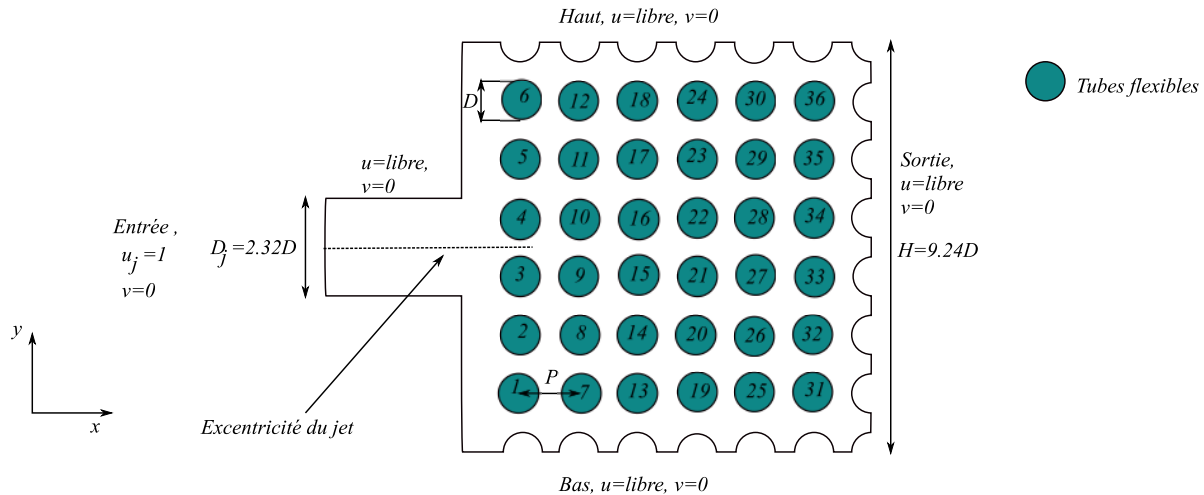


Figure 5.20 Faisceau de tubes mobiles en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$ et $Re = 200$: cas d'excentricité nulle $\xi = 0$

Sur la figure 5.20, tous les tubes sont emmenés à vibrer dans la direction y . Les caractéristiques physiques et nombres adimensionnels sont énumérées dans les tableaux 5.11 et 5.12.

Le maillage est plus raffiné autour de chaque tube comme le montre la figure 5.21 (b).

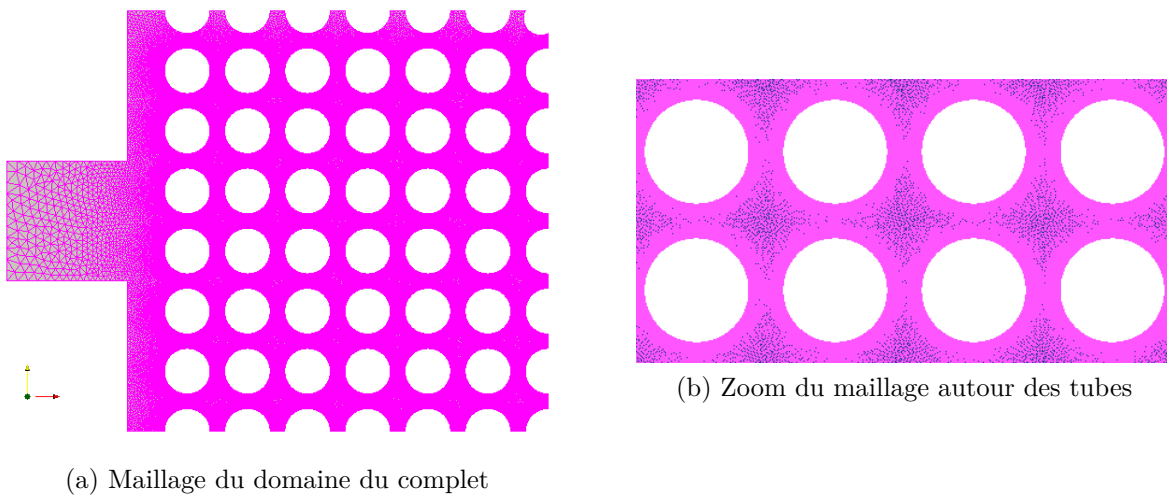


Figure 5.21 Exemple de maillage obtenu avec le code de calcul CADYF

Le maillage comporte trois cycles d'adaptation pour un maillage final de 446756 noeuds et 218637 éléments ce qui constitue un maillage assez fin pour avoir des résultats corrects (figure 5.21 a). Il est effectué sur le code de calcul CADYF comme précédemment. Pour assurer le changement de la géométrie du faisceau, le calcul utilise une formulation *Arbitrary Lagrangian Eulerian* (ALE) qui est bien adaptée, dans la mesure où les déformations ne sont pas trop importantes. On a la déformation du maillage à chaque pas de temps (figure 5.21 a).

Pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité fluidélastique deux méthodes sont proposées. La première est la méthode de dichotomie déjà utilisée pour les cas de l'écoulement uniforme et la seconde méthode sera de faire varier de façon décroissante la raideur dans le temps $k(t)$. Avec la seconde méthode, l'objectif est de faire évoluer la simulation d'une faible vitesse réduite (faible vibration donc stabilité du système) vers une vitesse réduite élevée jusqu'à atteindre l'instabilité fluidélastique. Il faut ajouter que la seconde méthode est liée à la première méthode car la première méthode nous permet de pouvoir choisir l'intervalle de variation de la raideur pour ne pas avoir à faire des calculs non-nécessaires.

Pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité, la méthode proposée par Étienne & Pelletier (2011) est utilisée. La vitesse critique d'instabilité fluidélastique est atteinte lorsque l'amplitude de vibration de l'un des tubes atteint 10% de son diamètre.

Comme les cas étudiés précédemment trois paramètres de masse-amortissement sont utilisés ($m^*\delta = 2.5$, $m^*\delta = 7.5$ et $m^*\delta = 16$). Les résultats présentés sont pour $m^*\delta = 2.5$.

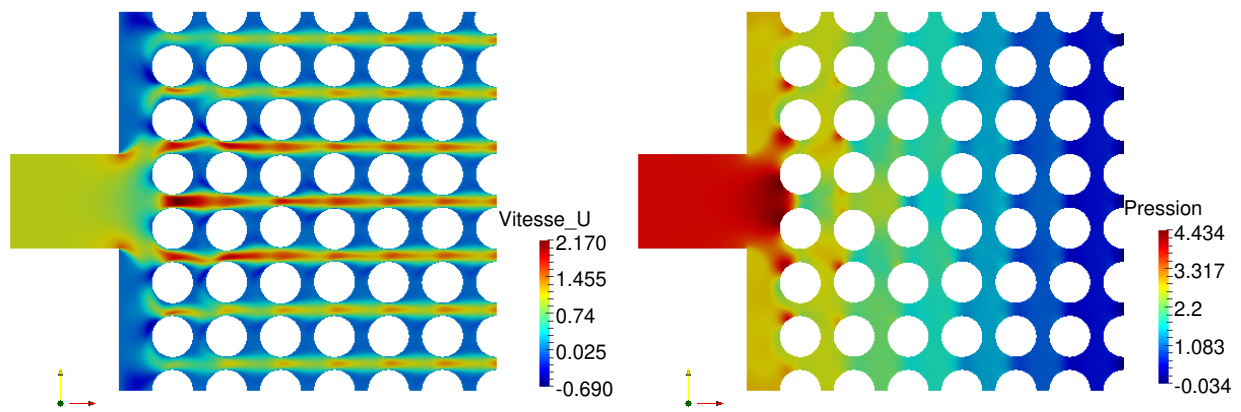
5.5.3 Résultats des simulations et analyses

Les différents champs sont tout d'abord présentés à savoir le champ de vitesse, ensuite le champ de pression et pour finir le champ de vorticité. Ces différents champs sont obtenus en post-traitant les données (CADYF) avec le logiciel Paraview.

Pour le champs de vitesse (figure 5.22 a), il peut être remarqué que la vitesse intertube aussi appelée vitesse du *pitch* U_P est quasi divisée par deux dans le cas d'un écoulement de jet transverse pour les rangées directement impactées par le jet de largeur $P + D$. Pour le champs de pression (figure 5.22 b) elle est maximale à l'entrée du domaine mais plus faible contrairement à l'écoulement uniforme. On peut remarquer aussi que la pression décroît entre les rangées des tubes.

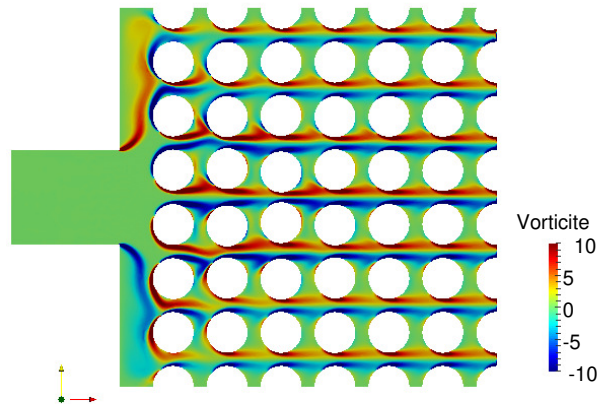
On peut remarquer le mouvement des vortex autour des trois premières rangées (figure 5.22 c). Pour les trois dernières rangées le mouvement est moins visible. Cela s'explique par la vibration des tubes des trois premières rangées qui est beaucoup plus grande ce qui n'est pas

le cas pour les tubes des trois dernières rangées.



(a) Champ de vitesse u

(b) Champ de pression p



(c) Champ de vorticité

Figure 5.22 Différents champs calculés pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse ($\xi = 0$) avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $U_r = 10$ à l'instant $t^* = 870$

Le déplacement des tubes au cours du temps avec la méthode de dichotomie (figure 5.23) ou en fonction de la vitesse réduite avec la méthode de variation de la raideur (figure 5.24) permet de déduire la vitesse critique d'instabilité fluidélastique :

Méthode de dichotomie

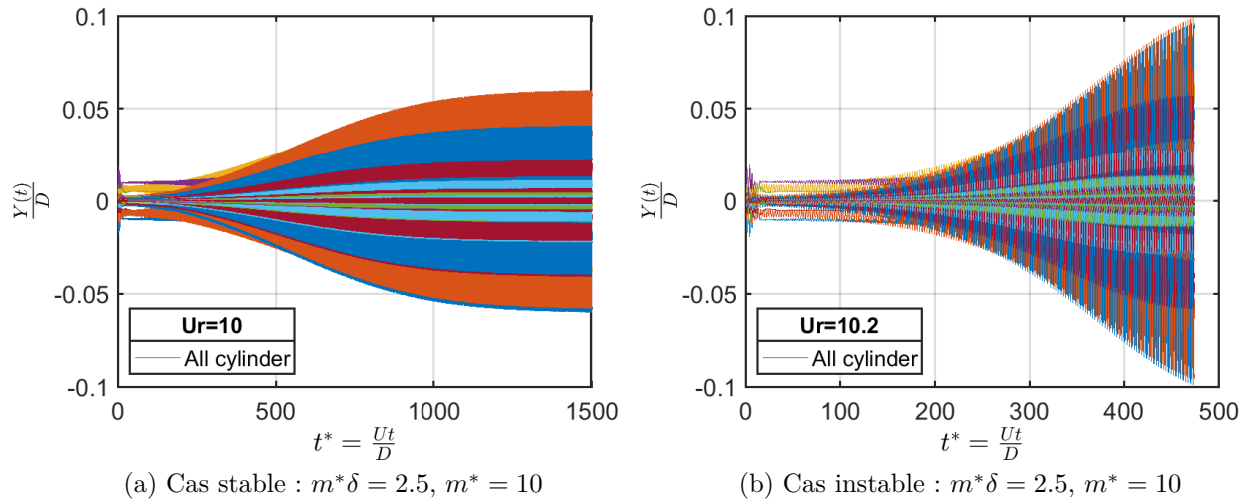


Figure 5.23 Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$, $\xi/P = 0$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $Re = 200$. La vitesse critique est donc $U_{r_c} = 10.1 \pm 0.1$

Méthode de variation de la raideur

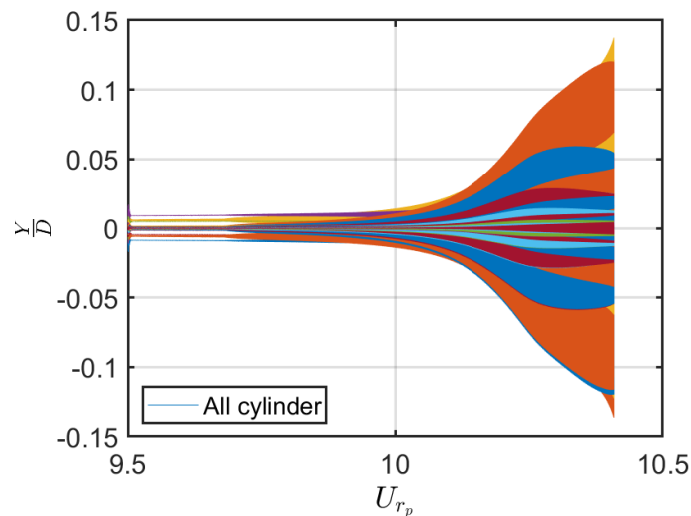


Figure 5.24 Amplitude de déplacements des tubes en fonction de la vitesse réduite pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$, $\xi/P = 0$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$, $U_{r_p}(t^*) = 9.5 + 0.00025t^*$ et $Re = 200$

En considérant les résultats obtenus avec la méthode de dichotomie (figure 5.23 b), l'instabilité fluidélastique est atteinte pour la vitesse réduite $U_r = 10.1 \pm 0.1$. Par contre pour $U_r = 10$, l'instabilité fluidélastique n'est pas atteinte. En considérant maintenant la méthode de variation de la raideur, l'instabilité fluidélastique est atteinte à $U_r = 10.41$. Nous avons une petite différence, mais qui est non significative à l'échelle log-log. On déduit clairement que ces deux méthodes permettent de déterminer la vitesse critique d'instabilité fluidélastique. Néanmoins, en tenant compte des différents temps de calculs, la méthode de dichotomie est utilisée pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité pour les deux autres paramètres masse-amortissement. Aussi, dans toute la suite de ce chapitre, c'est la méthode de dichotomie qui est employée.

Avec la méthode de dichotomie d'autres calculs ont été faits en changeant le paramètre masse-amortissement (tableau 5.14) :

Tableau 5.14 Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes mobiles soumis à un écoulement de jet transverse en configuration carrée avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$ et $\xi/P = 0$

ξ/P	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
0	10	0.04	2.5	10.1 ± 0.1
0	10	0.12	7.5	26.1 ± 0.1
0	10	0.12	16.0	42.1 ± 0.1

Afin d'identifier les tubes responsables de cette instabilité, présentons la figure 5.25 qui traduit l'amplitude maximale de chaque tube.

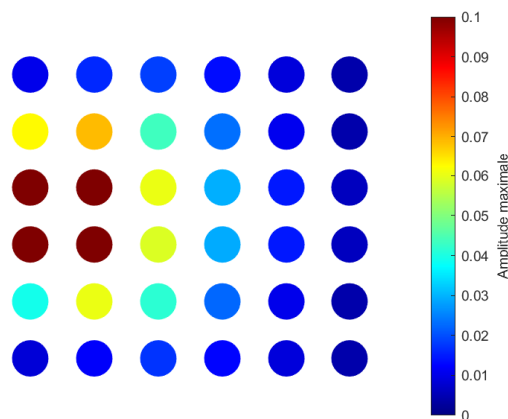


Figure 5.25 Amplitude de déplacement maximale de chaque tube avec $P/D = 1.32$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$

Pour l'excentricité de jet nulle avec $D_j/D = 2.32$, les tubes 3, 4, 9 et 10 (figure 5.25) sont les tubes qui ont les plus grandes amplitudes. Cela peut s'expliquer par le fait que ces tubes reçoivent directement l'impact du jet. On remarque aussi que loin de l'impact, les tubes ont de faibles amplitudes et sont quasi-stables.

5.6 Influence de l'excentricité du jet ξ ainsi que le diamètre du jet D_j

Le premier cas porte sur la position de l'excentricité du jet ($\xi = +0.5P$) et le deuxième cas porte sur le diamètre du jet D_j . Le but de ces deux cas tests est d'étudier l'influence de l'excentricité du jet ainsi que le diamètre du jet dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse.

5.6.1 Influence de l'excentricité du jet ($\xi = +0.5P$)

Le domaine d'étude ainsi que les conditions aux limites sont données par la figure 5.26 .

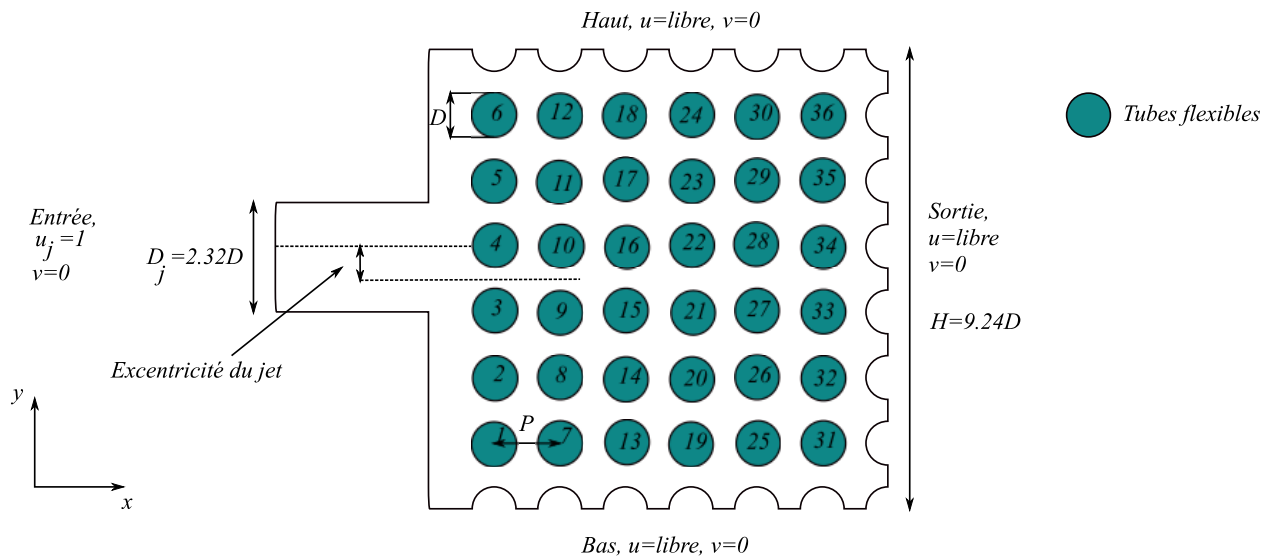
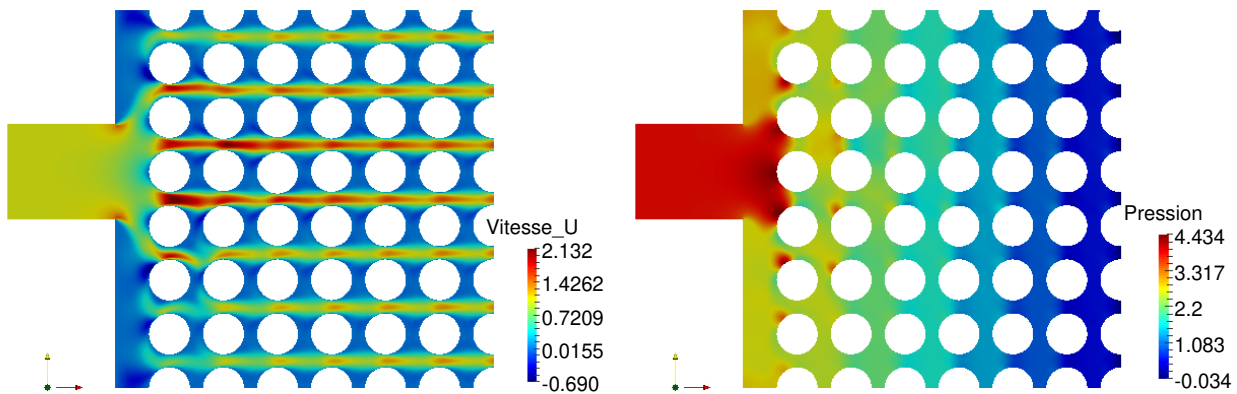


Figure 5.26 Faisceau de tubes en configuration carrée dans le cas d'un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$ et $Re = 200$: cas du jet d'excentricité non nulle $\xi/P = +0.5$

Contrairement au cas de l'excentricité de jet nulle ($\xi = 0$), l'excentricité du jet est déplacée de plus de 0.5 fois le pas. L'objectif est de déterminer la vitesse critique d'instabilité fluidélastique et donc de déduire l'influence de l'excentricité dans le cas d'un faisceau de tubes soumis à un

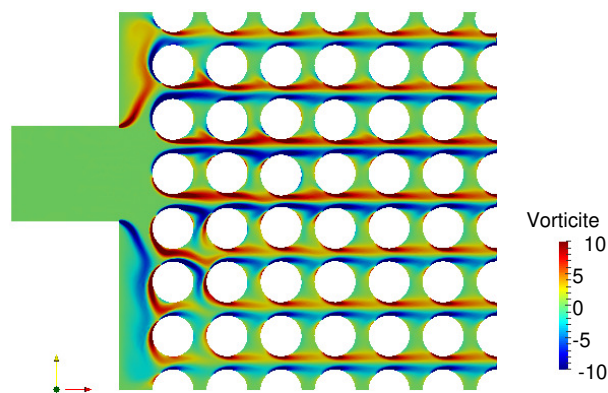
écoulement de jet transverse. Les caractéristiques physiques et nombres adimensionnels sont énumérées dans les tableaux 5.11 et 5.12. Dans la suite, les résultats obtenus sont présentés.

Résultats et analyse pour l'excentricité de jet non nulle ($\xi/P = +0.5$)



(a) Champ de vitesse u

(b) Champ de pression p



(c) Champ de vorticité

Figure 5.27 Différents champs calculés pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse ($\xi/P = +0.5$) avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $U_r = 9.8$ à l'instant $t^* = 1440$

Le champ de vitesse et de pression présenté à la figure 5.27 (a) et 5.27 (b) est obtenu pour le paramètre masse-amortissement ($m^*\delta = 2.5$). On peut remarquer que comme le cas de l'excentricité nulle la vitesse intertube est divisé par 2 et sont quasi équivalentes. Le même constat pour le champ de pression ou les valeurs sont identiques. Le changement d'excentricité

n'influe pas sur ces deux champs. Pour la vorticité le comportement des tubes sont également identiques.

L'amplitude de déplacement des tubes est présentée dans la suite. Comme le montre la figure 5.28 (b), l'instabilité fluidélastique est atteinte pour $U_r = 9.9 \pm 0.1$ et non pour $U_r = 9.8$ (figure 5.28 (a)).

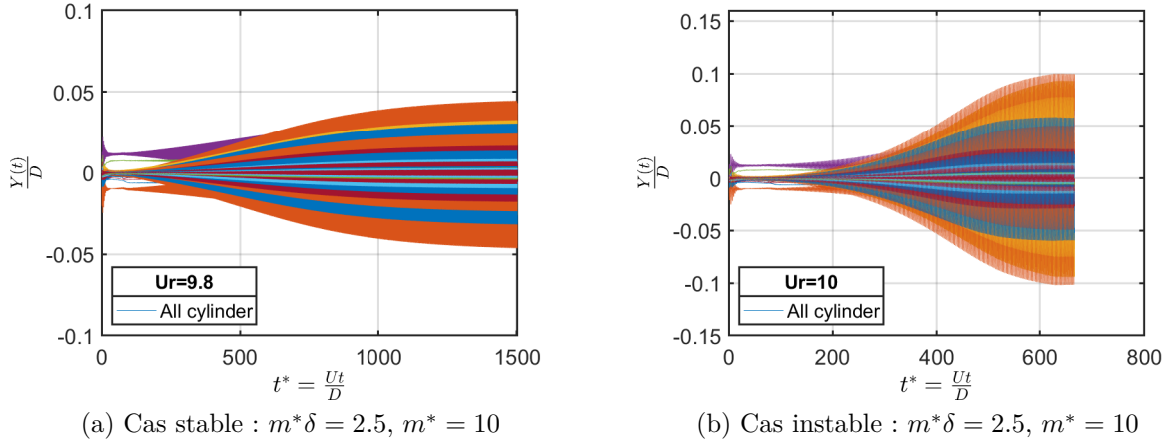


Figure 5.28 Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 2.32$, $\xi/P = +0.5$ et $Re = 200$

Pour les autres masse-amortissements, le tableau 5.15 résume les valeurs obtenues de la vitesse critique d'instabilité.

Tableau 5.15 Vitesses réduites critiques pour un faisceau de tubes mobiles soumis à un écoulement de jet transverse en configuration carrée avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$ et $\xi/P = +0.5$

ξ/P	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
+0.5	10	0.04	2.5	9.9 ± 0.1
+0.5	10	0.12	7.5	23.5 ± 0.1
+0.5	10	0.12	16.0	37.7 ± 0.1

Par rapport à l'excentricité nulle, l'instabilité fluidélastique est atteinte plus rapidement (table 5.15). Une légère diminution de la vitesse critique d'instabilité fluidélastique est observée ce qui prouve que l'excentricité du jet influe sur la vitesse critique d'instabilité dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse. Le cas avec l'excentricité $\xi/P = +0.5$ est déstabilisé avec des vitesses critiques d'instabilité plus basses que $\xi/P = 0$.

La figure suivante permet de déterminer plus exactement les tubes qui sont responsables de cette instabilité.

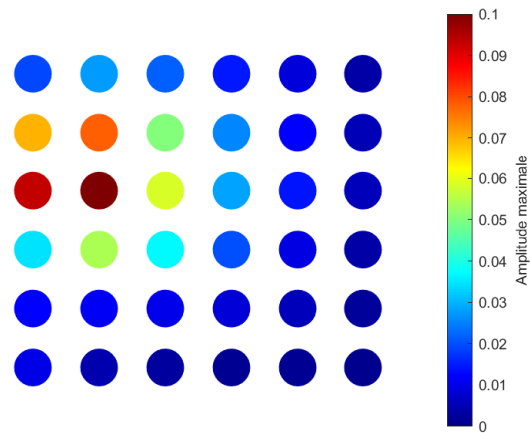


Figure 5.29 Amplitude de déplacement maximale de chaque tube avec le rapport $P/D = 1.32$, $\xi/P = +0.5$ et $Re = 200$

L'amplitude de déplacement maximale des tubes est présentée (figure 5.29) afin d'identifier les tubes responsables de cette instabilité. Pour les tubes responsables de cette instabilité, le constat est différent par rapport à l'excentricité nulle. En effet, un seul tube (figure 5.29) atteint la valeur maximale de 0.1 contrairement à l'excentricité nulle où il y avait 4 tubes. Pour les tubes loin de l'impact le constat est le même c'est-à-dire les amplitudes sont quasi-nulles. Au vu de ces résultats, l'influence de l'excentricité du jet est montrée et il a un impact sur la vitesse critique d'instabilité fluidélastique.

5.6.2 Influence du diamètre du jet (D_j)

Le rapport diamètre du jet-diamètre du tube (D_j/D) change dans cette configuration.

L'objectif est d'étudier l'influence de D_j/D sur l'écoulement et de déterminer la vitesse critique d'instabilité. Le rapport D_j/D vaut 3.05 et le paramètre masse-amortissement est égal à 2.5 ($m^*\delta = 2.5$).

Les conditions aux limites ainsi que les dimensions du domaine sont présentées sur la figure 5.30. Le nombre de Reynolds est 200 et la méthodologie pour la détermination de la vitesse critique d'instabilité fluidélastique reste inchangée.

Pour les caractéristiques physiques, on se réfère au tableau 5.11. Aussi, tous les tubes sont flexibles et vibrent selon la direction transverse à l'écoulement.

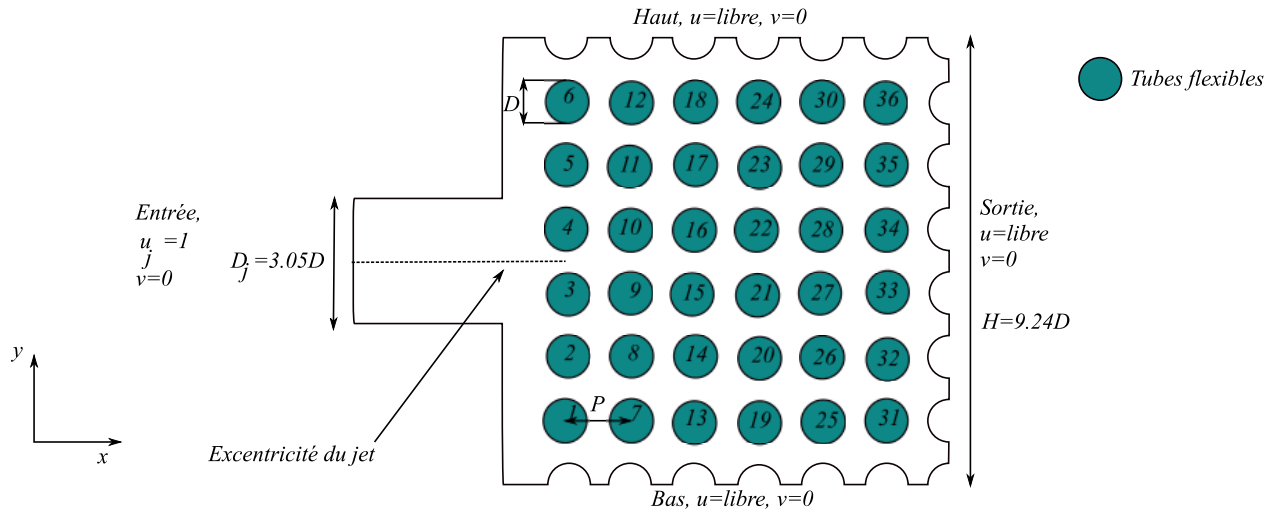
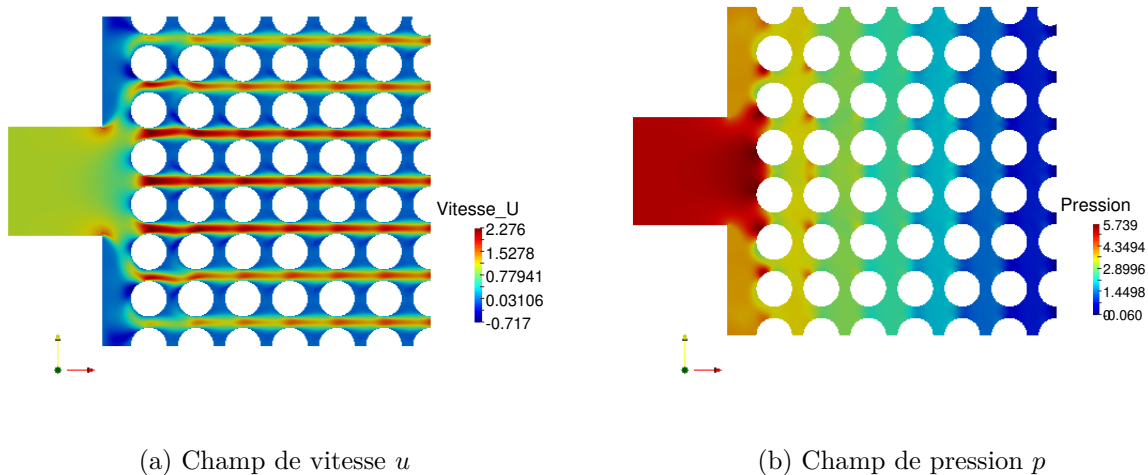


Figure 5.30 Faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $D_j/D = 3.05$, $\xi/P = 0$ et $Re = 200$

Un nouveau maillage est effectué avec cette nouvelle configuration sur CADIYF. Comme précédemment il est raffiné autour des tubes tout particulièrement. Avec ce maillage on reprend les simulations et les résultats obtenus sont présentés dans la suite.

Résultats et analyse pour $D_j/D = 3.05$ avec $m^*\delta = 2.5$:



(a) Champ de vitesse u

(b) Champ de pression p

Figure 5.31 Différents champs calculés pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse ($\xi/P = 0$) avec $Re = 200$, $m^* = 10$, $m^*\delta = 2.5$ et $U_r = 8.0$ à l'instant $t^* = 1000$

Les champs de vitesse et de pression (figure 5.31 a, b) ont des comportements semblables au cas de l'excentricité nulle avec $D_j/D = 2.32$. Néanmoins lorsque D_j/D devient grand la pression augmente également. Ce résultat est logique, car lorsque D_j/D augmente on a tendance à tendre vers un écoulement uniforme.

Pour la vitesse critique d'instabilité fluidélastique on peut remarquer (figure 5.32 b) qu'il est atteint plus rapidement, contrairement au cas $D_j/D = 2.32$ et vaut 8.5.

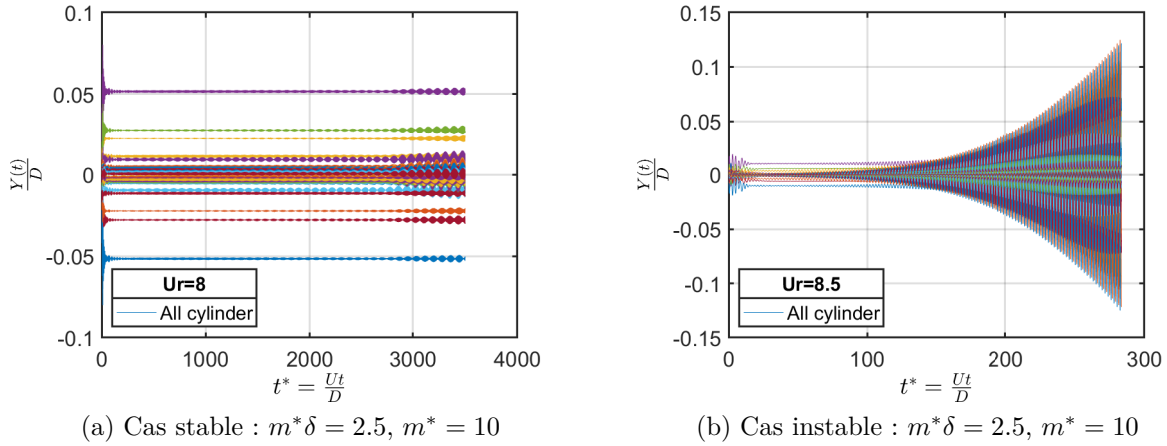


Figure 5.32 Amplitude de déplacements des tubes au cours du temps pour $P/D = 1.32$, $D_j/D = 3.05$, $\xi/P = +0.5$ et $Re = 200$

Lorsque la vitesse réduite est égale à 8 (figure 5.32 a), le comportement stable des tubes est clairement identifié. En changeant le paramètre masse-amortissement on observe toujours l'instabilité fluidélastique (tableau 5.16).

Tableau 5.16 Vitesses réduites critiques pour un écoulement de jet transverse dans un faisceau de tubes en configuration carrée avec $P/D = 1.32$, $Re = 200$, $\xi/P = 0$ et $D_j/D = 3.05$

ξ/P	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
0	10	0.04	2.5	8.5
0	10	0.12	7.5	22.0
0	10	0.25	16.0	30.0

La vitesse critique d'instabilité fluidélastique lorsque le diamètre du jet sur le diamètre du tube vaut 3.05 ($D_j/D = 3.05$) est plus basse que le cas où le diamètre du jet sur le diamètre du tube vaut 2.32. Ce résultat est logique, car lorsque le diamètre du jet sur le diamètre du tube devient grand, l'écoulement de jet transverse tend vers un écoulement transverse uniforme et donc vers de faibles vitesses critiques d'instabilité. On déduit également que le

rapport diamètre du jet sur le diamètre du tube influe sur la vitesse critique d'instabilité fluidélastique. Toutes ces vitesses critiques sont reproduites sur une carte de stabilité par la suite.

5.7 Carte de stabilité

Les vitesses critiques ont été déterminées pour plusieurs configurations. Ces vitesses sont regroupées dans le tableau 5.17 puis sur la carte de stabilité.

Tableau 5.17 Vitesses critiques d'instabilité fluidélastique calculées pour différents paramètres de simulation avec $Re = 200$

Cas étudiés	D_j/H	ξ/P	m^*	ζ	$m^*\delta$	U_{rc}
Écoulement de jet	0.25	0.0	10	0.04	2.5	10.2
avec excentricité	0.25	0.0	10	0.12	7.5	26.2
nulle	0.25	0.0	10	0.25	16	42.2
Écoulement de jet	0.33	0.0	10	0.04	2.5	8.5
avec excentricité nulle	0.33	0.0	10	0.12	7.5	21.5
mais variation du diamètre du jet	0.33	0.0	10	0.25	16	30.0
Écoulement uniforme	1.00	-	10	0.005	0.3	2.4
	1.00	-	10	0.01	0.6	2.6
	1.00	-	10	0.02	1.2	2.7
	1.00	-	10	0.04	2.5	3.3
	1.00	-	10	0.12	7.5	6.0
	1.00	-	10	0.25	16	8.8
Écoulement de jet	0.25	+0.5	10	0.04	2.5	10.0
avec excentricité	0.25	+0.5	10	0.12	7.5	23.6
non nulle	0.25	+0.5	10	0.25	16	37.8
Écoulement de jet	0.25	0.0	10	0.04	2.5	11.0
avec excentricité	0.25	0.0	10	0.12	7.5	29.5
nulle pour 4 tubes flexibles	0.25	0.0	10	0.25	16	50.5

La référence dans le tableau 5.17 est $D_j/H = 1$ car il représente l'écoulement transverse uniforme et il existe dans la littérature des résultats pour les écoulements uniformes. Par contre pour l'écoulement de jet transverse, peu de résultats existent dans la littérature pour des comparaisons.

On observe à travers le tableau 5.17 que la vitesse réduite critique d'instabilité est plus faible pour un écoulement transverse uniforme dans un faisceau de tubes. Il s'en suit pour l'écoulement de jet transverse avec $D_j/H = 0.33$ et pour finir $D_j/H = 0.25$ quelle que soit

l'excentricité. Par contre, lorsqu'on considère seulement 4 tubes flexibles dans un faisceau en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec excentricité nulle et $D_j/H = 0.25$ les vitesses critiques d'instabilité sont plus grandes. Ces résultats sont reproduits sur une carte de stabilité à l'échelle log-log (figure 5.33) en y ajoutant les résultats des modèles.

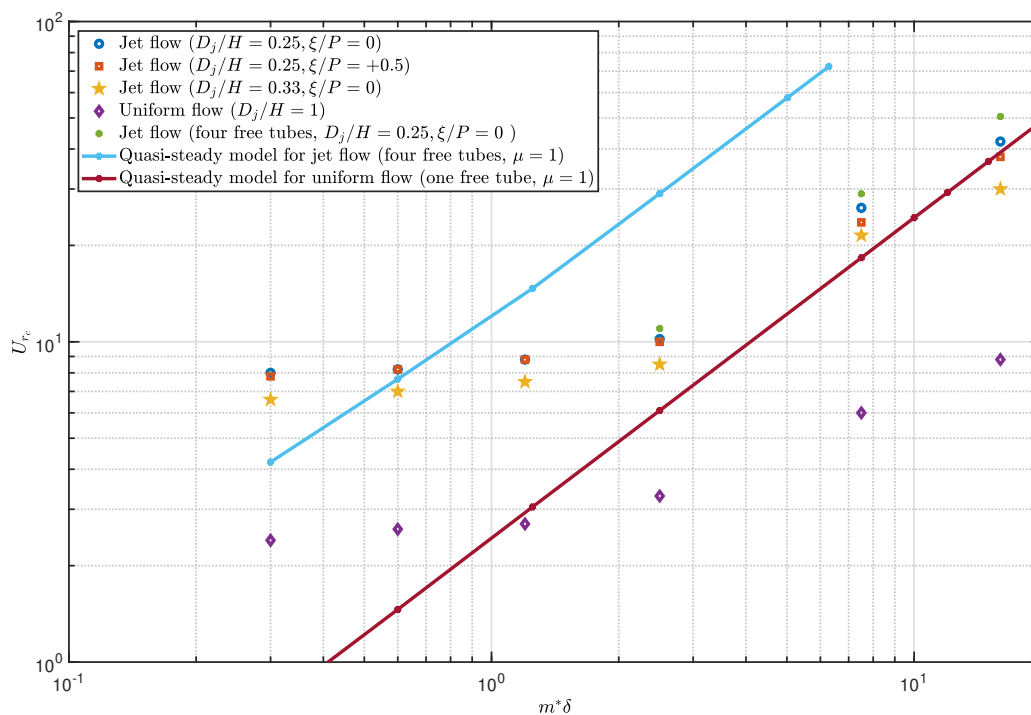


Figure 5.33 Carte d'instabilité fluidélastique pour un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement uniforme et de jet transverse avec $P/D = 1.32$, $m^* = 10$ et $Re = 200$

À travers la carte de stabilité (figure 5.33), toutes les vitesses critiques d'instabilité fluidélastiques sont représentées. On observe que les vitesses critiques les plus faibles sont obtenues pour l'écoulement uniforme. Aussi, pour l'écoulement transverse uniforme, on observe deux pentes ce qui correspond bien aux résultats existants dans la littérature pour ce genre d'écoulement. Cela confirme les bons résultats obtenus avec CADYF. Ensuite, elle augmente pour l'écoulement de jet transverse où $D_j/H = 0.33$. Elle est plus élevée pour le modèle quasi-stationnaire avec écoulement de jet pour quatre tubes libres avec $\tau = \frac{D}{U_P}$. Pour le modèle quasi-stationnaire avec écoulement uniforme pour un seul tube, les vitesses critiques surestiment les valeurs obtenues pour l'écoulement uniforme avec plusieurs tubes flexibles. Par manque de données expérimentales, les résultats ne peuvent pas être comparés.

À partir de ces résultats, on peut déterminer les constantes de Connors à savoir K et n . L'objectif est de trouver le rapport entre l'écoulement uniforme et l'écoulement de jet.

la carte de stabilité est régie par la relation :

$$U_{cr} = K(m^*\delta)^n \quad (5.56)$$

La relation 5.56 permet de déterminer les constantes K et n .

Ainsi le tableau 5.18 résume les valeurs obtenues :

Tableau 5.18 Constante de Connors K et n pour $m^*\delta \geq 2.5$

Cas étudiés	K	n
Écoulement uniforme ($D_j/H = 1$)	2.03	0.52
Mod. quasi-station. uniforme (1 tube , $D_j/H = 1$)	2.44	1.00
Écoulement de jet ($D_j/H = 0.25, \xi/P = 0$)	5.15	0.77
Écoulement de jet ($D_j/H = 0.33, \xi/P = 0$)	4.74	0.69
Écoulement de jet ($D_j/H = 0.25, \xi/P = +0.5$)	5.26	0.72
Écoulement de jet (4 flexible tubes, $D_j/H = 0.25, \xi/P = 0$)	5.25	0.82
Mod. quasi-station. jet (4 tubes , $D_j/H = 0.25, \xi/P = 0$)	11.7	0.99

En comparaison avec l'écoulement transverse uniforme, la constante K est 2.5 fois plus élevée que dans le cas d'un écoulement de jet transverse. La constante n est aussi plus élevée pour l'écoulement de jet transverse par rapport à un écoulement transverse uniforme. Peu de résultats existent dans la littérature avec un ratio $P/D = 1.32$ donc difficile de comparer les résultats. Il serait intéressant de mener une étude expérimentale avec les mêmes paramètres de simulations pour une meilleure comparaison. On peut aussi reprendre ces simulations sur d'autres logiciels de calculs pour d'autres comparaisons. Le modèle quasi-stationnaire pour un écoulement de jet avec quatre tubes flexibles a une constante K beaucoup plus élevé. Pour la constante n , le modèle quasi-stationnaire pour un écoulement de jet avec quatre tubes flexibles et le modèle quasi-stationnaire avec écoulement uniforme sont quasi-identiques. Le tableau 5.19 suivant résume les cas où les tubes sont stables.

Tableau 5.19 Cas stable obtenu pour un faisceau carré soumis à un écoulement transverse avec $P/D = 1.32$, $m^* = 10$ et $Re = 200$

Cas étudiés	Stabilité
Uniforme un seul tube ($D_j/H = 1$)	stable
Jet un seul tube ($D_j/H = 0.25, \xi/P = 0$)	stable
Mod. quasi-station. de jet (4 tubes , $D_j/H = 0.25, \xi/P = 0, \mu = 0$)	stable

5.8 Conclusion partielle

Dans ce chapitre, les vitesses critiques d'instabilité fluidélastique dans un faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse (écoulement uniforme et écoulement de jet) ont été déterminées.

Pour l'écoulement uniforme, les résultats obtenus corroborent avec les résultats attendus. Pour l'écoulement de jet, les résultats peuvent être une référence pour d'autres études, car ils existent peu de résultats dans la littérature. Aussi, l'influence des paramètres importants comme l'excentricité du jet ainsi que le diamètre du jet ont été étudiés.

Pour un seul tube mobile dans un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse, on n'observe pas d'instabilité par conséquent, on ne peut pas mettre en place un modèle semi-analytique.

Les résultats obtenus pour ces cas tests restent tout de même satisfaisants, car on a pu montrer la capacité du code de calcul CADYF à simuler des écoulements complexes.

CHAPITRE 6 CONCLUSION

6.1 Synthèse des travaux

Dans ce mémoire, nous nous sommes attelés à déterminer la prédiction de l'instabilité fluide-élastique dans un faisceau de tubes à bas nombre de Reynolds soumis à un écoulement transverse (uniforme et de jet) en utilisant le code de calcul CADYF. L'intérêt d'une telle étude réside dans son utilité à aider à la prise de décisions dans la conception et le dimensionnement des REP. Nous présentons ci-dessous les remarques finales lors de ces travaux.

1. Pour la prise en main du code de calcul deux cas tests ont été étudiés. En ce qui concerne la vérification, nous nous sommes ramenés aux travaux d'Etienne *et al.* (2004) et Hay *et al.* (2014). Tout d'abord le cas d'un cylindre seul en configuration statique où on a pu comparer les résultats obtenus avec les résultats de la littérature. Les résultats obtenus sont en accords avec les résultats de la littérature. On observe cependant quelques écarts. Notamment, la valeur moyenne du coefficient de traînée ainsi que la valeur RMS du coefficient de portance. En effet, l'écart observé pour le coefficient de portance est dû à l'utilisation de la moyenne quadratique alors qu'Étienne & Pelletier (2012) utilise la valeur maximale. La seconde étude est une reprise des travaux de Watteaux (2008). Les résultats obtenus en comparaison avec ceux de Watteaux (2008) sont quasi identiques.
2. L'étude de la stabilité de quatre tubes flexibles dans un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec le modèle quasi-stationnaire a été présentée. Pour y arriver les coefficients de traînée, de portance ainsi que les dérivées de la portance ont été déterminés. Deux études ont été faites à savoir le modèle quasi-stationnaire sans retard ($\tau = 0$) et avec retard ($\tau = \frac{D}{U_P}$). Sans le retard ($\tau = 0$) nous sommes arrivés à la conclusion que quel que soit l'amortissement (ζ) choisi et pour le ratio de masse ($m^* = 10$) le faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse est stable. En fixant l'amortissement et en faisant varier le ratio de masse on a pu montrer que le faisceau demeure stable. Avec le retard ($\tau = \frac{D}{U_P}$) et le ratio de masse ($m^* = 10$) on obtient l'instabilité des tubes pour les 3 paramètres d'amortissement. On a pu montrer aussi qu'en faisant varier le ratio de masse tout en fixant l'amortissement le faisceau de tubes était toujours instable et on obtient des vitesses critiques d'instabilité quasi-identiques.
3. Le faisceau de tubes statiques en configuration carrée soumis à un écoulement transverse uniforme a été étudié. On a pu déterminer les coefficients de portance et de

traînée ainsi que la dérivée du coefficient de portance. La valeur moyenne du coefficient de portance est nulle ce qui correspond aux résultats de la littérature. Aussi, la dérivée de la portance est négative d'où la présence de l'instabilité dans le faisceau (Païdoussis *et al.* (2010)). Les vitesses critiques d'instabilité ont été obtenues avec le modèle quasi-stationnaire proposé par Païdoussis *et al.* (2010). Les constantes de Connors valent $K = 2.44$ et $n = 1$. La valeur de référence de la littérature (Connors (1970)) est $n = 0.5$. La valeur obtenue est deux fois plus grande donc nous déduisons que le modèle quasi-stationnaire proposé par Païdoussis *et al.* (2010) n'est pas satisfaisant.

4. Les vitesses critiques d'instabilité fluidélastique ont été déterminées pour un écoulement transverse uniforme dans un faisceau de tubes en configuration carrée. Dans cette configuration, tous les tubes vibrent dans la direction transverse de l'écoulement. Pour la détermination de la vitesse de critique d'instabilité la méthode de dichotomie a été employée. Le critère de détermination est formulé par Étienne & Pelletier (2011) à savoir que la vitesse critique d'instabilité fluidélastique est atteinte lorsque l'amplitude de vibration de l'un des tubes atteint 10% de son diamètre. Pour le paramètre masse-amortissement supérieure à 2.5, nous obtenons les constantes $n = 0.52$ et $K = 2.03$. Des résultats qui sont en accord avec le résultat de référence (Connors (1970)). Cette même étude est menée en considérant un écoulement de jet. Pour le jet, plusieurs facteurs sont pris en compte dans l'étude. Les principaux sont l'excentricité du jet ainsi que le diamètre du jet. Tout d'abord, l'excentricité du jet nulle ($\xi = 0$) est considérée. Les vitesses critiques d'instabilité sont obtenus pour les paramètres masse-amortissement supérieure à 2.5. En comparaison avec l'écoulement transverse uniforme, les vitesses critiques d'instabilité sont plus grandes. Les constantes de Connors $K = 5.15$ est 2.5 fois plus grande que pour l'écoulement uniforme. Aussi, la constante n surévalue la valeur de référence. Lorsqu'on déplace l'excentricité de $+0.5P$ l'instabilité fluidélastique est atteinte plus rapidement car on a pu constater une légère baisse de la vitesse critique d'instabilité pour chaque paramètre de masse-amortissement considéré. Le cas avec l'excentricité $\xi/P = +0.5$ est déstabilisé avec des vitesses critiques d'instabilité plus basses que $\xi/P = 0$. Les constantes K et n sont sensiblement égales a ceux obtenues pour l'excentricité nulle. Lorsqu'on considère l'excentricité nulle avec un diamètre de jet plus grand ($D_j/D = 3.05$) les vitesses critiques d'instabilité sont plus basses que le cas où le diamètre du jet sur le diamètre du tube vaut 2.32. On déduit également que lorsque le diamètre du jet devient grand, l'écoulement de jet transverse tend vers un écoulement uniforme et donc vers de faibles vitesses critiques d'instabilité. La position du jet ainsi que le diamètre du jet se révèlent avoir une

influence majeure sur la vitesse critique d'instabilité fluidélastique.

5. La configuration la plus instable est obtenue pour le faisceau carré soumis à un écoulement transverse uniforme. Par contre, le faisceau en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse avec une excentricité nulle et un rapport de diamètre du jet sur le diamètre du tube plus faible atteint l'instabilité fluidélastique le plus tard. L'écoulement transverse uniforme ainsi que l'écoulement de jet transverse sont stables pour un seul tube flexible.

En définitive, les résultats obtenus sont satisfaisants et coïncident avec les objectifs que nous nous sommes assignés dans le cadre de ce travail de maîtrise.

6.2 Limitations de la solution proposée

Le mémoire présente quelques limitations vis-a-vis des résultats proposés. Nous énumérons les principales observées :

- Manque de données expérimentales ou de données numériques pour des comparaisons avec les solutions obtenues.
- Le code de calcul CADYF ne nous permet pas de prendre en compte un nombre de Reynolds plus grand ce qui limite l'étude à un écoulement laminaire car absence de modèle URANS/LES adéquats.

6.3 Améliorations futures

Dans ce travail, nous n'avons pas pu aborder certains aspects de l'étude dans le cas d'un faisceau de tubes en configuration carrée soumis à un écoulement de jet transverse.

Ce qui nous revient tout de suite est de reprendre ces calculs en trois dimensions (3D). Cela est plus représentatif du cas réel et permettrait de mieux approcher la physique et les mouvements des tubes. De plus, cela permettrait de comparer les résultats obtenus en deux dimensions (2D) et ceux de trois dimensions (3D).

Aussi, il serait intéressant de regarder l'écoulement mixte, c'est-à-dire que le faisceau de tubes est soumis à un écoulement transverse et axial de jet à bas et à grand nombre de Reynolds. Il existe des travaux expérimentaux sur ce sujet ce qui permettra une bonne comparaison.

Il existe aussi le modèle de Lever & Weaver pour un tube qui vibre dans un faisceau de tubes soumis à un écoulement transverse uniforme. Pour l'écoulement de jet transverse avec un seul tube qui vibre dans un faisceau de tubes, on a pu montrer qu'il est stable. Il serait important de faire une étude bibliographique pour savoir si le modèle est étendu à un ensemble de

tubes vibrants. Dans ces conditions, on pourra l'étendre à un faisceau de tubes soumis à un écoulement de jet transverse où tous les tubes vibrent.

RÉFÉRENCES

- Bieder, Ulrich, Falk, Francois, & Fauchet, Gauthier. 2014. LES analysis of the flow in a simplified PWR assembly with mixing grid. *Progress in Nuclear Energy*, **75**, 15–24.
- Blevins, RD. 1974. Fluid elastic whirling of a tube row.
- Blevins, RD. 1975. Vibration of a loosely held tube.
- Blevins, RD. 1979. Fluid damping and the whirling instability of tube arrays. *Flow-Induced Vibrations*, 35–39.
- Braza, M. 1981. Etude numérique du décollement instationnaire externe par une formulation vitesse-pression : Application à l'écoulement autour d'un cylindre. *These de docteur-ingénieur, Institut National Polytechnique de Toulouse*.
- Chatterjee, B, Gupta, SK, Kushwaha, HS, & Raj, V Venkat. 1997. FIV of PWR fuel rods under local jets : instability threshold and influence of jet configuration.
- Chen, SS. 1981. Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subjected to cross flow. 2. Numerical results and discussions. *Am. Soc. Mech. Eng.,(Pap.);(United States)*, **81**.
- Chen, SS. 1983. Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subjected to cross-flow. Part I : theory.
- Chen, SS. 1984. Guidelines for the instability flow velocity of tube arrays in crossflow. *Journal of Sound and Vibration*, **93**(3), 439–455.
- Chen, SS. 1987. A general theory for dynamic instability of tube arrays in crossflow. *JFS*, **1**, 35–53.
- Connors, HJ. 1970. Fluid elastic vibration of tube arrays excited by cross flow. *Pages 42–47 of : ASME Symposium on Flow-Induced Vibration in Heat Exchanger, Winter Annual Meeting*.
- Connors, HJ. 1978. Fluidelastic vibration of heat exchanger tube arrays.
- Dhatt, Gouri, & Touzot, Gilbert. 1984. The finite method displayed. *JOHN WILEY & SONS, INC., 605 THIRD AVE., NEW YORK, NY 10158, USA, 1984, 550*.
- Étienne, & Pelletier. 2011. Tube Arrays Flow-Induced Vibrations Simulations With ALE Finite Element Method. *Pages 329–336 of : Pressure Vessels and Piping Conference*, vol. 44540.
- Étienne, & Pelletier. 2012. The low Reynolds number limit of vortex-induced vibrations. *Journal of fluids and structures*, **31**, 18–29.

- Etienne, Pelletier, & Garon. 2004. A monolithic formulation for steady-state fluid-structure interaction problems. *Page 2239 of : 34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*.
- Étienne, Garon, & Pelletier. 2009. Perspective on the geometric conservation law and finite element methods for ALE simulations of incompressible flow. *Journal of Computational Physics*, **228**, 2313–2333.
- Fujita, K. 2009. Simulation analysis using CFD on vibration behaviors of circular cylinders subjected to free jets through narrow gaps in the vicinity of walls. *WIT Transactions on the Built Environment*, **105**, 85–95.
- Fujita, K, Ito, T, & Kohno, N. 1990. Experimental study on the vibration of circular cylinders subjected to cross-flow jetted from a narrow gap. *Journal of fluids and structures*, **4**(1), 99–124.
- Gorman, DJ. 1976. Experimental development of design criteria to limit liquid cross-flow-induced vibration in nuclear reactor heat exchange equipment. *Nuclear Science and Engineering*, **61**(3), 324–336.
- Granger, S, & Païdoussis, MP. 1996. An improvement to the quasi-steady model with application to cross-flow-induced vibration of tube arrays. *Journal of Fluid Mechanics*, **320**, 163–184.
- Gross, Hans-Günter. 1975. *Untersuchung aerolastischer Schwingungsmechanismen und deren Berücksichtigung bei der Auslegung von Rohrbündelwärmetauschern*.
- Halse, K. 1997. *On vortex shedding and predictions of VIV of circular cylinders*. Ph.D. thesis, Ph. D. Thesis. NTNU Trondheim.
- Hay, Alexander, Yu, KR, Etienne, S, Garon, Andre, & Pelletier, D. 2014. High-order temporal accuracy for 3D finite-element ALE flow simulations. *Computers & Fluids*, **100**, 204–217.
- Kuran, Sermet. 1994. Fluidelastic stability of a rotated square array with multiple flexible cylinders subject to cross-flow.
- Lee, H. 1981. Stability Criteria for PWR Fuel Assemblies in a Baffle Jet Flow. *Pages 26–30 of : The Ninth Water Reactor Safety Research Meeting, pct*.
- Lee, H, & Chang, YB. 1990. Flow-induced vibration of rod arrays in a jet flow.
- Lever, JH, & Weaver, DS. 1982. A theoretical model for fluid-elastic instability in heat exchanger tube bundles.
- Lever, JH, & Weaver, DS. 1986. On the stability of heat exchanger tube bundles, part i : Modified theoretical model. *Journal of Sound and vibration*, **107**(3), 375–392.

- Liu, C, Zheng, X, & Sung, CH. 1998. Preconditioned multigrid methods for unsteady incompressible flows. *Journal of Computational physics*, **139**(1), 35–57.
- Païdoussis, Michael P, Price, Stuart J, & De Langre, Emmanuel. 2010. *Fluid-structure interactions : cross-flow-induced instabilities*. Cambridge University Press.
- Païdoussis, MP. 1983. A review of flow-induced vibrations in reactors and reactor components. *Nuclear Engineering and Design*, **74**(1), 31–60.
- Pettigrew, MJ, & Taylor, CE. 1991. Fluidelastic instability of heat exchanger tube bundles : review and design recommendations.
- Price, SJ. 1995. A review of theoretical models for fluidelastic instability of cylinder arrays in cross-flow. *Journal of fluids and structures*, **9**(5), 463–518.
- Price, SJ, & Païdoussis, MP. 1983a. Fluidelastic instability of an infinite double row of circular cylinders subject to a uniform cross-flow.
- Price, SJ, & Païdoussis, MP. 1983b. A theoretical investigation of the parameters affecting the fluidelastic instability of a double row of cylinders subject to a cross-flow. *In : Vibration in nuclear plant. Vol. 1. Proceedings of the 3rd international conference on vibration in nuclear plant held on 11-14 May 1982, Keswick (GB)*.
- Price, SJ, & Païdoussis, MP. 1984. An improved mathematical model for the stability of cylinder rows subject to cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, **97**(4), 615–640.
- Price, SJ, & Païdoussis, MP. 1985. Fluidelastic instability of a full array of flexible cylinders subject to cross-flow. *Fluid-Structure Interaction and Aerodynamic Damping*, **108**, 171–192.
- Price, SJ, & Païdoussis, MP. 1986. A single-flexible-cylinder analysis for the fluidelastic instability of an array of flexible cylinders in cross-flow.
- Roberts, Benjamin Washington. 1962. *Low frequency, self-excited vibration in a row of circular cylinders mounted in an airstream*. Ph.D. thesis, University of Cambridge, Eng.
- Salpeter, Nathaniel, & Hassan, Yassin. 2010. Large eddy simulations of jet flow interaction within staggered rod bundles. *Pages 1969–1979 of : Fluids Engineering Division Summer Meeting*, vol. 49484.
- Tanaka, H, & Takahara, S. 1981. Fluid elastic vibration of tube array in cross flow. *Journal of sound and vibration*, **77**(1), 19–37.
- Watteaux, Romain. 2008. *Étude des facteurs d'influence d'un faisceau de cylindres dans un écoulement transverse à bas régime*. École polytechnique de Montréal.
- Weaver, DS, & Fitzpatrick, JA. 1988. A review of cross-flow induced vibrations in heat exchanger tube arrays. *Journal of fluids and structures*, **2**(1), 73–93.

Williamson, Charles HK, & Govardhan, R. 2004. Vortex-induced vibrations. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **36**, 413–455.

Yetisir, M, & Weaver, DS. 1993. An unsteady theory for fluidelastic instability in an array of flexible tubes in cross-flow. Part I : Theory. *Journal of Fluids and Structures*, **7**(7), 751–766.