

UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA 1

Faculté de Technologie

Département de génie Mécanique

THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES

En Mécanique

Option : Génie mécanique

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE

CIRCULAIRE CONTROLE PAR UNE STRATEGIE DE L'OSCILLATION

ROTATIVE A LA DEFORMATION RADIALE

Par

AGUEDAL Liyes

Devant le jury composé de :

B. BOUMEDDANE	Professeur U. Blida1	Président
A. HAMID	Professeur U. Blida1	Examineur
S. HANINI	Professeur U. Médéa	Examineur
B. CHETTI	Maître de conférences A, U. Khemis	Examineur
A. ABDELLAH EL-HADJ	Professeur U. Médéa	Examineur
D.SEMMAR	Professeur U. Blida1	Directeur de Thèse

Blida, Janvier 2019

RESUME

Ce travail présente des études numériques d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds $Re=3900$. Une simulation tridimensionnelle à l'aide de l'approche de simulation des grandes échelles implémentée sur le code de calcul commercial 'ANSYS Fluent' a été réalisée, et les résultats de ce cas dit sans contrôle trouvent un bon accord par rapport à ceux rapportés dans la littérature.

Nous avons ensuite introduit trois contrôles actifs à cet écoulement : il s'agit d'un mouvement d'oscillation rotative, d'une déformation radiale selon une loi sinusoïdale et d'une rotation stationnaire. Nous avons examiné une large gamme de valeurs pour les paramètres de contrôle. Ces paramètres affectent fortement le développement de sillage proche et lointain, et les forces exercées sur le cylindre, notamment dans la gamme de synchronisation 'lock-on' pour le contrôle par oscillation rotative, avec une réduction du coefficient de traînée de 55% enregistrée par ce contrôle. Pour le contrôle par déformation radiale, une réduction du coefficient de traînée de 15% est réalisée par les fréquences de déformation élevées. Le contrôle par rotation stationnaire supprime l'allée tourbillonnaire pour le rapport de vitesse $\alpha_c = 2$ dit critique.

Mots clés : Ecoulement autour d'un cylindre circulaire, contrôle des écoulements, oscillation rotative, déformation radiale, Ansys Fluent, simulation des grandes échelles.

ملخص

يقدم هذا العمل بمحاكاة رقمية لسيلان حول أسطوانة دائرية لعدد رينولدز يساوي 3900، حيث اعتمدنا على برنامج (ANSYS Fluent) لمحاكاة ثلاثية الأبعاد بالاستعانة بنهج محاكاة دوامة كبيرة (LES)، وكانت نتائج حالة الأسطوانة الثابتة جد متقاربة مع التي ذكرت في الدراسات السابقة.

في الجزء الثاني من الدراسة، نطبق ثلاثة مراقبات فعالة لهذا التدفق: حركة الاهتزاز الدوراني، والتشوه القطري، والدوران الثابت. حيث تم فحص مجموعة واسعة من معلمات التحكم. تتسم هذه المعلمات بتأثير قوي على السيلان القريب والبعيد، خاصة في سياق التزامن لمراقبة فعالة باهتزاز دوراني أين سجلنا 55% انخفاض في معامل السحب. بالنسبة لمراقبة فعالة بتشوه قطري، فإنه يحقق 15% انخفاض في معامل السحب. يعمل التحكم في الدوران الثابت على منع تشكل شارع الدوامة كارمن من أجل نسبة السرعة الحرجة $\alpha_c = 2$.

كلمات مفتاحية: سيلان حول أسطوانة دائرية، تحكم في السيلان، أسطوانة مشوهة، تدحرج دوراني، برنامج فلوينت، محاكاة دوامة كبيرة.

ABSTRACT

This work presents numerical studies of a flow around a circular cylinder for a Reynolds number $Re = 3900$. A three-dimensional simulation using Large Eddy Simulation approach implemented on the commercial calculation code ANSYS Fluent is made, the results of this case without control find a good agreement with those reported in the literature.

In a second time, we introduced three active controls to this flow, rotary oscillation motion, radial deformation according to sinusoidal law, and stationary rotation. A wide range of control parameters has been examined. These parameters strongly affect the development of near and far wake, especially in the 'lock-on' synchronization range for rotary oscillation control, and 55% of drag reduction is achieved. For the control by radial deformation, it realizes 15% of drag reduction applying high deformation frequencies. The stationary rotation control suppresses the vortex street for the critical speed ratio $\alpha_c = 2$.

Key words: Flow around circular cylinder, flow control, rotary oscillating, radial deformation, Ansys Fluent, Large Eddy Simulation.

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je remercie Allah Le Tout Puissant de m'avoir donné la volonté et le courage pour accomplir ce travail.

Ce travail a été réalisé sous la direction de Monsieur D. SEMMAR, Professeur à l'université de Blida1 à qui je tiens à exprimer toute ma reconnaissance pour les conseils et l'aide qu'il m'a procurés ainsi que pour sa grande disponibilité.

Je remercie très sincèrement Monsieur B. BOUMEDDANE, Professeur à l'université de Blida1, pour l'honneur qu'il m'a fait de présider le jury de cette thèse.

Mes remerciements vont aux membres du Jury, Monsieur A. HAMID, Professeur à l'université de Blida1, Monsieur S. HANINI, Professeur à l'université de Médéa, Monsieur B. CHETTI, Maître de conférences à l'université de Khemis-Miliana et Monsieur A. ABDELLAH EL-HADJ, Professeur à l'université de Médéa, pour le temps et l'attention qu'ils ont bien voulu me consacrer. Je les remercie également pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour leur participation à mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Monsieur, A. AZZI de l'U.S.T.H.B et A.S. BERROUK de l'université EI KHALIFA des Émirats Arabes Unis pour l'aide qu'ils m'ont fournie, et ainsi que pour les calculs effectués au niveau de l'université EI KHALIFA.

Merci également à Monsieur Z. BOUMAZZA sous-directeur au Commissariat à l'Énergie Atomique (COMENA, Alger) pour ses précieux conseils.

J'adresse mes remerciements à tout personnel du Centre de Recherche Nucléaire de Birine, amis, collègues et responsables qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail.

J'exprime ma très sincère reconnaissance à tous les membres du laboratoire de mécanique des fluides de l'Ecole Militaire Polytechnique, et plus particulièrement à Messieurs H. OUALLI et M. MEKADEM.

DÉDICACE

À

Mes très chers **parents**,

Ma **femme**, et ma petite **Malak**,

La mémoire de mes **grands parents**

Mon **frère** et mes **sœurs**,

Tous mes **amis**,

Tous mes **collègues**

Tous ceux que **j'aime**.

TABLE DES MATIERES

RESUME.....	1
REMERCIEMENTS.....	4
DÉDICACE.....	6
TABLE DES MATIERES	7
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX.....	10
INTRODUCTION GENERALE	15
CHAPITRE 1 : ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE CIRCULAIRE ET CONTROLE DES ECOULEMENTS.....	18
1.1. Introduction.....	18
1.2. Ecoulement autour d'un cylindre circulaire	18
1.2.1. Régions de l'écoulement perturbées.....	19
1.2.2. Paramètres de l'écoulement	19
1.2.3. Régimes de l'écoulement.....	22
1.3. Contrôle des écoulements	29
1.3.1. Les objectifs du contrôle des écoulements	29
1.3.2. Classification du contrôle	31
1.4. Etat de l'art sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire stationnaire et contrôlé.....	34
1.4.1. Ecoulement autour du cylindre circulaire stationnaire (sans contrôle) .	34
1.4.2. Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par déformation radiale	38
1.4.3. Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par oscillation rotative..	40

1.4.4. Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par rotation stationnaire	42
1.5. Conclusion	44
CHAPITRE 2 : METHODE NUMERIQUE ET MODELISATION DE LA TURBULENCE	46
2.1. Introduction	46
2.2. Caractéristiques de la turbulence	46
2.3. Equations de Navier Stokes	49
2.3.1. Simulation numérique directe	50
2.3.2. L'idée de la simulation des grandes échelles	51
2.3.3. Simulation des grandes échelles	53
2.3.4. Approches statistiques	61
2.4. Conclusion	62
CHAPITRE 3 : CONTROLE DE L'ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PAR OSCILLATION ROTATIVE	63
3.1. Introduction	63
3.2. Description du domaine de calcul	64
3.3. Paramétrage de calcul	65
3.4. Etude de la sensibilité du maillage	66
3.5. Résultats et discussions	67
3.5.1. Validation du cas sans oscillation rotative	67
3.5.2. Résultats du cas d'oscillation rotative	72
3.6. Conclusion	87
CHAPITRE 4 : CONTROLE DE L'ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PAR DEFORMATION RADIALE SINUSOÏDALE	88
4.1. Introduction	88
4.2. Etude de la sensibilité du maillage	89
4.3. Résultats et discussions	90

4.3.1. Validation du cas sans déformation radiale.....	90
4.3.2. Résultats du cas de déformation radiale	96
4.4. Conclusion.....	106
CHAPITRE 5 : CONTROLE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PAR ROTATION STATIONNAIRE	108
5.1. Introduction.....	108
5.2. Description du domaine et paramétrage de calcul.....	109
5.3. Résultats et discussions	109
5.3.1. Validation du cas sans rotation stationnaire.....	109
5.3.2. Résultats du cas de rotation stationnaire	114
5.4. Conclusion.....	121
CONCLUSION GENERALE.....	123
LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS.....	126
LISTES DES TRAVAUX PUBLIES	131
REFERENCES.....	132

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1 : Régions de l'écoulement perturbées [3].	19
Figure 1.2 : Paramètres géométriques du sillage pour l'écoulement moyen [5].	22
Figure 1.3 : Ecoulement rampant [8].	23
Figure 1.4 : Ecoulement décollé stationnaire [8].	23
Figure 1.5 : Développement de l'écoulement laminaire instationnaire [3].	24
Figure 1.6 : Modes d'instabilités mode A ($Re=200$) et mode B ($Re=270$) [7].	25
Figure 1.7 : Régime subcritique [8].	26
Figure 1.8 : Régime précritique [8] et [9].	26
Figure 1.9 : Développement des régimes $TrBL1$ et $TrBL2$ [9].	27
Figure 1.10 : Apparition des ondes de choc pour les grands nombres de Reynolds cas écoulement autour d'un cylindre (M nombre de Mach) [8].	28
Figure 1.11 : Développement de l'allée de tourbillons de Karman près de l'île Jan Mayen dans l'Atlantique Nord [10].	29
Figure 1.12 : Objectifs du contrôle et changements de l'écoulement correspondants [2].	30
Figure 1.13 : Interrelation entre les objectifs du contrôle des écoulements [2].	30
Figure 1.14 : Classification des stratégies de contrôle de l'écoulement [2].	32
Figure 1.15 : Différentes boucles du contrôle de l'écoulement actif [2].	33
Figure 2.1 : Dessin de la chute d'eau dans un réservoir de Léonard de Vinci [76].	47
Figure 2.2 : (LES) en relation avec le spectre d'énergie [79].	52
Figure 2.3 : Fonctions de filtrage G généralement utilisées dans (LES) [79].	54
Figure 2.4 : Effet de la largeur du filtre sur les spectres d'énergie de (LES) par rapport à la (DNS) [79].	56

Figure 2.5 : Effet de la dissipation d'énergie de sous-maille sur les spectres d'énergie de (LES) [79].	56
Figure 2.6 : Spectre d'énergie de (LES) résultat du modèle dynamique [79].	60
Figure 2.7 : Récapitulatif des méthodes de résolution des équations de N-S [80]	62
Figure 3.1 : Description du domaine de calcul.	64
Figure 3.2 : Qualité du maillage.	65
Figure 3.3 : Distribution du coefficient de pression moyen.	69
Figure 3.4 : Distribution du coefficient de frottement moyen.	70
Figure 3.5 : Vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale ($Y/d=0$).	71
Figure 3.6 : Vitesse moyenne longitudinale et vitesse moyenne transversale dans différentes positions dans le sillage.	72
Figure 3.7 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 0.5$.	74
Figure 3.8 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 1$.	75
Figure 3.9 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 2$.	75
Figure 3.10 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 4$.	76
Figure 3.11 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 0.5$.	77
Figure 3.12 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 1$.	77
Figure 3.13 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 2$.	78
Figure 3.14 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 4$.	78
Figure 3.15 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur les lignes de courant du champ de vitesse moyenne.	79
Figure 3.16 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le champ des fluctuations de vitesse.	80
Figure 3.17 : Mode dual (a) Tokumaru [94] (b) présente étude.	81

Figure 3.18 : Mécanisme de formation de vortex en mode dual pour un demi-cycle (a) $\Omega = 1 - F_R = 1$, (b) $\Omega = 2 - F_R = 1$, (1-2) début du demi-cycle où deux tourbillons en formation (2-1) fin du demi-cycle deux tourbillons contrarotatifs sont formés...	82
Figure 3.19 : Mode global, gauche Tokumaru [94], droite présente étude.	83
Figure 3.20 : Mode local gauche Tokumaru [94], droite présente étude.	84
Figure 3.21 : Mode couche de cisaillement gauche Tokumaru [94], droite présente étude.	84
Figure 3.22 : Diagramme d'accrochage pour l'écoulement bidimensionnel	85
Figure 3.23 : Régimes de l'écoulement tridimensionnel.....	86
Figure 4.1 : Distribution du coefficient de pression moyen autour du cylindre	92
Figure 4.2 : Vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale ($y/d=0$)....	93
Figure 4.3 : Vitesse moyenne longitudinale et transversale dans différentes positions dans le sillage	93
Figure 4.4 : Différents champs de l'écoulement	94
Figure 4.5 : Lignes de courant du champ de vitesse moyenne	95
Figure 4.6 : Structure de l'écoulement, champ de vorticité instantané.....	95
Figure 4.7 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=5\%$	97
Figure 4.8 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=10\%$	98
Figure 4.9 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=15\%$	98
Figure 4.10 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=20\%$	99
Figure 4.11 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 5\%$	100
Figure 4.12 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 10\%$	100
Figure 4.13 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 15\%$	101
Figure 4.14 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 20\%$	101
Figure 4.15 : Influence de la déformation radiale sur les lignes de courant du champ de vitesse moyenne.	102

Figure 4.16 : Influence de la déformation radiale sur le champ des fluctuations de vitesse.....	103
Figure 4.17 : Influence de la déformation radiale sur le champ de vorticité instantané (ω_z).....	104
Figure 4.18 : Influence de la déformation sur le champ d'écoulement tridimensionnel	106
Figure 5.1 : Distribution du coefficient de pression moyen autour du cylindre. ...	111
Figure 5.2 : Vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale ($y/d=0$)..	112
Figure 5.3 : Vitesse moyenne longitudinale et transversale dans différentes positions dans le sillage.	112
Figure 5.4 : Contours du champ de vorticité instantané réalisés par l'approche (LES) et (URANS).	113
Figure 5.5 : Lignes de courant du champ de vitesse moyenne.	114
Figure 5.6 : Influence de la rotation stationnaire sur le coefficient de pression moyen.	115
Figure 5.7 : Influence de la rotation stationnaire sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale.....	116
Figure 5.8 : Influence de la rotation stationnaire sur les lignes de courant du champ de vitesse moyenne.	117
Figure 5.9 : Influence de la rotation stationnaire sur le champ de fluctuations de vitesse.....	118
Figure 5.10 : Influence de la rotation stationnaire sur le champ de vorticité bidimensionnelle	119
Figure 5.11 : Influence de la rotation stationnaire sur le champ de vorticité tridimensionnelle	121

Tableau 2.1 : Différences entre les grandes échelles et les petites échelles de la turbulence [78]	51
Tableau 3.1 : Différentes résolutions de grille testées.....	67
Tableau 3.2 : Comparaison des quantités d'écoulement pour le cas sans oscillation rotative	68
Tableau 3.3 : Influence de l'oscillation rotative sur les principaux paramètres de l'écoulement.....	73
Tableau 4.1 :Influence de la résolution du maillage	90
Tableau 4.2 : principaux paramètres moyens de l'écoulement	91
Tableau 4.3 : Influence de la déformation radiale sur les principaux paramètres de l'écoulement.....	96
Tableau 5.1 : Comparaison des principaux paramètres moyens de l'écoulement avec les données expérimentales.....	110
Tableau 5.2 : Influence de la rotation stationnaire sur les principaux paramètres moyens de l'écoulement.	115

INTRODUCTION GENERALE

L'écoulement autour des structures cylindriques a de nombreuses applications pratiques, que l'on retrouve dans les piles de pont, cheminées, tours, mâts, câbles, et antennes. La connaissance de la charge instable liée à l'écoulement sur de telles structures est cruciale pour la conception et le contrôle, hydrodynamique et aérodynamique, et fait l'objet de nombreuses recherches, théoriques, expérimentales et plus récemment numériques. Le régime subcritique de cet écoulement est particulièrement intéressant en raison de la présence de l'allée tourbillonnaire et le transport de turbulence, car c'est dans cette gamme que la transition vers la turbulence se produit naturellement.

La majorité des écoulements rencontrés dans la nature et les applications industrielles sont turbulents. Bien que la turbulence ait été étudiée dans la mécanique classique depuis plus d'un siècle, elle reste l'un des problèmes non résolus en physique et reste un domaine de recherche actif [1]. Les simulations numériques, ainsi que des expériences et des analyses théoriques, sont souvent utilisées comme outil pour soutenir la recherche et le développement en sciences et en ingénierie. L'utilisation de simulations a été popularisée par le développement et la disponibilité à grande échelle des moyens de calcul. Étant donné que les calculs numériques sont avantageux pour les expériences sur les aspects de vitesse, de sécurité et de coût, leurs utilisations ont été largement acceptées dans l'industrie. Les simulations sont également devenues un outil précieux dans la recherche fondamentale en raison de leur capacité à analyser des phénomènes complexes qui peuvent être difficiles à étudier avec des mesures expérimentales ou des analyses théoriques. Le domaine d'étude de divers types d'écoulements de fluides à l'aide de simulations numériques et du développement d'algorithmes de simulation appropriés est connu sous le nom de mécanique des fluides numérique (CFD). Les applications de CFD peuvent être trouvées dans l'analyse et les études

suivantes : écoulement autour des avions, des navires, des trains et des automobiles, écoulements dans les turbomachines, écoulements biomédicaux et biologiques, écoulements environnementaux, génie civil et architecture et écoulements à grande échelle en astrodynamique, prévisions météorologiques et océanographie.

La capacité à manipuler activement ou passivement un champ d'écoulement pour provoquer un changement souhaité revêt une importance technologique considérable. Les avantages potentiels de l'amélioration des systèmes de contrôle des écoulements sont l'économie importante en coûts de carburant pour les véhicules terrestres, aériens et maritimes afin de réaliser des procédés industriels économiquement compétitifs et respectueux de l'environnement [2]. Le concept de contrôle de la couche limite par surface mobile afin de réduire la traînée des véhicules terrestres, on donne l'exemple de la configuration typique de camion semi-remorque avec un cylindre rotatif cannelé sur le bord supérieur d'attaque de la remorque, la traînée a été réduite de 27% lorsque la vitesse de surface du cylindre est 3.7 fois supérieure à la vitesse en l'écoulement libre [2], cette réduction de traînée économise une consommation importante du carburant.

La présente étude vise à approfondir la compréhension du champ d'écoulement uniforme autour d'un cylindre circulaire pour un nombre de Reynolds égal à 3900, qui subit divers contrôles actifs par mouvement de paroi, à l'aide d'une simulation tridimensionnelle instationnaire élaborée par l'approche de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation LES). Il s'agit en particulier de faire la lumière sur certaines des questions non analysées, comme la structure de l'écoulement tridimensionnel. Les contrôles actifs appliqués sont l'oscillation rotative selon l'axe central de cylindre, la déformation radiale selon une loi sinusoïdale, et la rotation stationnaire. Par conséquent, les principaux objectifs de l'étude sont d'obtenir qualitativement une vue générale de la structure de l'écoulement par visualisation, et de mesurer quantitativement les caractéristiques de l'écoulement qui incluent les forces aérodynamiques exercées sur le cylindre.

Ce manuscrit est organisé en cinq chapitres :

Tout d'abord, une revue bibliographique portant sur les différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire est donnée. Ce chapitre s'achève par

des généralités sur différentes techniques et méthodes de contrôles, leurs avantages et limitation sur le contrôle des écoulements.

Une vue d'ensemble du modèle de turbulence utilisé ainsi que l'aspect numérique et théorique de la résolution des équations de Navier-Stokes sont présentés dans le deuxième chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à l'analyse des résultats du contrôle par oscillation rotative, avec des changements importants sur la structure de l'écoulement bidimensionnel et tridimensionnel avec une diminution de la traînée due à ce mouvement de contrôle.

Le quatrième chapitre est dédié aux résultats du contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par déformation radiale sinusoïdale pour des larges gammes de paramètres de contrôle.

Dans le dernier chapitre, nous présentons les résultats de l'application du contrôle par rotation stationnaire sur le même écoulement considéré. Nous terminons, enfin, par une conclusion générale et par les perspectives que nous comptons donner à ce travail.

CHAPITRE 1

ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE CIRCULAIRE ET CONTRÔLE DES ÉCOULEMENTS

1.1. Introduction

Ce chapitre s'organise en deux parties. Dans un premier temps, les différents régimes de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire sont présentés. La seconde partie traite des généralités sur le contrôle des écoulements, suivie par des applications de contrôle sur l'écoulement autour d'un cylindre, à savoir par déformation radiale, oscillation rotative et rotation stationnaire.

1.2. Écoulement autour d'un cylindre circulaire

Lorsqu'un fluide s'écoule devant un corps stationnaire ou, de manière équivalente, lorsqu'un corps se déplace dans un fluide au repos, une région de l'écoulement perturbée est toujours formée autour du corps. Cette région dépend largement de la forme, de l'orientation et de la taille du corps, de la vitesse et de la viscosité du fluide.

Les corps dits non profilés produisent un écoulement particulièrement grand et généralement irrégulier. Les corps non profilés peuvent avoir des bords vifs sur leur circonférence, tels que des plaques planes, des cylindres triangulaires, rectangulaires et polygonaux, ou peuvent être arrondis, circulaires, elliptiques et ovales. La séparation de l'écoulement est généralement fixée par deux bords vifs pour le premier type de cylindre. Cependant, lorsque les bords vifs sont arrondis, le point de séparation peut se déplacer et s'ajuster en réponse à la structure de l'écoulement dans la région de séparation [3].

1.2.1. Régions de l'écoulement perturbées

Selon Zdravkovich [3] l'écoulement perturbé est caractérisé par la variation de la vitesse locale en magnitude, direction et temps. La vitesse locale moyennée dans le temps peut être supérieure, égale ou inférieure à la vitesse de l'écoulement libre. La figure 1.1 montre que l'écoulement perturbé est subdivisé en régions suivantes:

- (ii) Deux couches limites attachées à la surface du cylindre ;
- (iii) Deux régions latérales de l'écoulement accéléré ;
- (iv) Une large région en aval de l'écoulement séparé appelée le sillage.

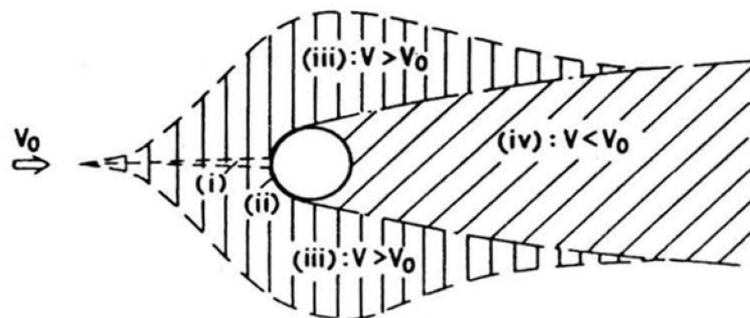


Figure 1.1 : Régions de l'écoulement perturbées [3].

1.2.2. Paramètres de l'écoulement

1.2.2.1. Nombres adimensionnels

Le nombre de Reynolds est le paramètre adimensionnel le plus connu en mécanique des fluides. Il est nommé en l'honneur de Osborne Reynolds (1842-1912), un ingénieur britannique qui a démontré pour la première fois que cette combinaison de variables peut servir comme un critère pour distinguer les écoulements laminaires et turbulents. Dans la plupart des problèmes d'écoulement des fluides, il y aura une longueur caractéristique (d diamètre du cylindre) et une vitesse (U_0), ainsi que les propriétés du fluide, la densité (ρ) et la viscosité (μ), qui sont des variables pertinentes dans le problème.

$$Re = \frac{\rho U_0 d}{\mu} \quad 1.1$$

Le nombre de Reynolds représente le rapport de la force d'inertie sur la force visqueuse dans un élément de fluide. Lorsque ces deux types de forces sont importants dans un problème donné, le nombre de Reynolds jouera un rôle important. Cependant, si le nombre de Reynolds est très petit, cela indique que les forces visqueuses dominent le problème et il est possible de négliger les effets inertiels.

Le nombre de Strouhal est un paramètre adimensionnel important pour les problèmes d'écoulement oscillant instationnaire avec une fréquence d'oscillation indiquée par F . Ce nombre représente le rapport des forces d'inertie dues à l'instabilité de l'écoulement (accélération locale) sur les forces d'inertie dues aux changements de vitesse d'un point à un autre dans le champ d'écoulement (accélération convective). Le nombre de Strouhal est nommé en l'honneur de Vincenz Strouhal (1850-1922).

$$St = \frac{F d}{U_0} \quad 1.2$$

Ce type d'écoulement instable peut se développer lorsqu'un fluide s'écoule à travers un corps solide, par exemple, dans une certaine plage de nombres de Reynolds, un écoulement périodique se développera en aval d'un cylindre placé dans un fluide en mouvement : En effet, une allée tourbillonnaire est remarquée dans le sillage, ce système de tourbillons dit allée tourbillonnaire de Kármán, crée un écoulement oscillant à une fréquence discrète.

La preuve la plus évidente de ce phénomène est survenue en 1940 avec l'effondrement du pont Tacoma Narrows. La fréquence d'émission des tourbillons coïncide avec la fréquence naturelle du pont, créant ainsi une condition de résonance qui a finalement conduit à l'effondrement du pont [4].

1.2.2.2. Coefficients aérodynamiques

Un corps placé dans un fluide en mouvement va créer des interactions entre le corps et le fluide, ces effets peuvent être décrits en termes de forces à l'interface fluide-solide. Ceci se traduit par des termes de contraintes de cisaillement à la paroi, dues aux effets visqueux et aux contraintes normales dues à la pression.

Il est souvent utile de connaître la distribution détaillée de la contrainte de cisaillement et de la pression sur la surface du corps, bien que cette information soit difficile à obtenir. Cependant, seuls les effets intégrés ou résultants de ces distributions sont nécessaires. La force résultante dans la direction de la vitesse en amont est appelée traînée 'D' et la force résultante normale à la vitesse en amont est appelée la portance, 'L'. L'alternative largement utilisée consiste à définir des coefficients de portance et de traînée adimensionnels qui sont déterminés à partir des valeurs approximatives au moyen d'une analyse simplifiée, d'une technique numérique ou d'une expérience. Le coefficient de portance C_L et le coefficient de traînée C_D sont définis par les expressions suivantes [4] :

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 A} \quad 1.3$$

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 A} \quad 1.4$$

A est la surface de projection du corps. Typiquement, A est considérée comme la surface frontale - la surface projetée vue par une personne regardant vers l'objet depuis une direction parallèle à la vitesse amont, U_0 .

1.2.2.3. Passage à la moyenne temporelle

Le passage à la moyenne temporelle d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire instationnaire relève d'un écoulement symétrique par rapport à son axe central, la figure 1.2 illustre les différents points qui caractérisent cet écoulement, A : le point de séparation est déterminé comme le point de vorticité de surface nul [5] soit par le point où le frottement est nul [6], l'angle de séparation (θ_s) est mesuré dans le sens des aiguilles d'une montre. B, C et D sont respectivement le point de la base, le point de stagnation et le point de rattachement.

L_r , dite la longueur de recirculation : est définie comme l'abscisse du lieu où la vitesse moyenne longitudinale est nulle sur l'axe central.

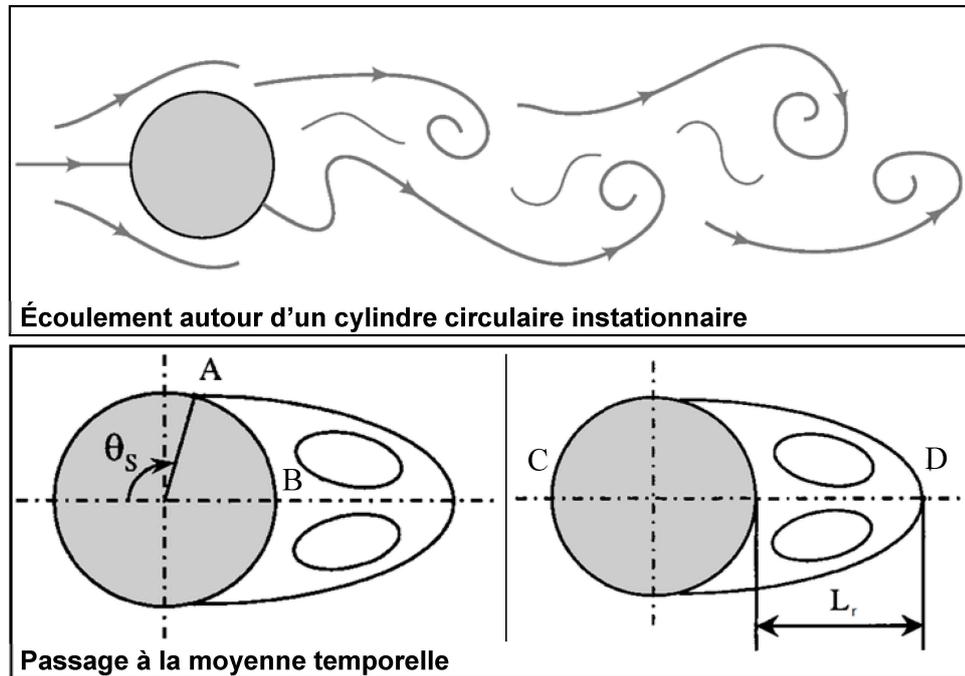


Figure 1.2 : Paramètres géométriques du sillage pour l'écoulement moyen [5].

1.2.3. Régimes de l'écoulement

Plusieurs classifications des régimes sont disponibles dans la littérature : les plus générales sont la classification de Williamson [7] et celle de Zdravkovich [3], qui utilisent le nombre de Reynolds croissant pour leur description. La classification de Zdravkovich [3] a plus de détails et présente les régimes suivants :

1.2.3.1. Écoulement laminaire (L)

Trois sous régimes sont remarquables dans ce régime :

- **L1 ($0 < Re < 4-5$)** : Écoulement rampant, où l'écoulement est attaché et aucune séparation n'est remarquée.

L'écoulement rampant est caractérisé par une symétrie selon les deux axes longitudinal et transversal (voir figure 1.3), l'écoulement est dit stationnaire, laminaire et non décollé.

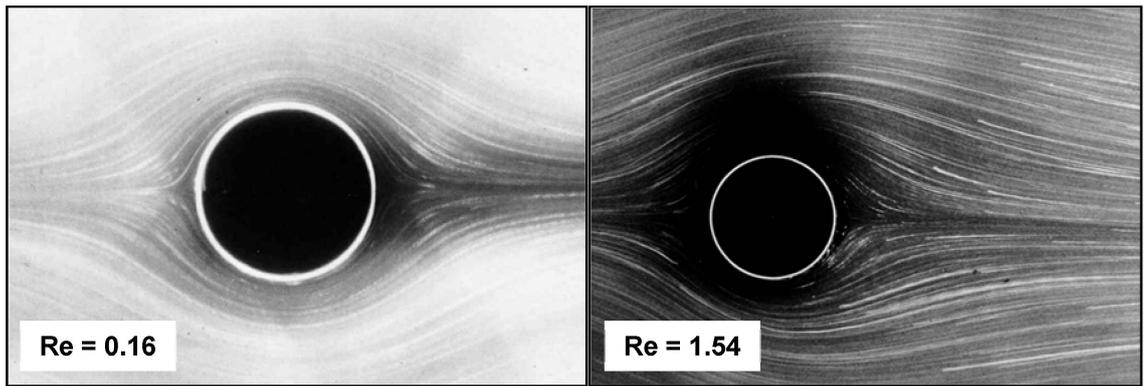


Figure 1.3 : Ecoulement rampant [8].

- **L2 ($4-5 < Re < 30-48$)** : Ecoulement décollé stationnaire,

La séparation commence pour un nombre de Reynolds compris entre 4 et 5, mais le sillage proche reste stationnaire, symétrique et fermé, comme le montre la figure 1.4. Dans ce cas les couches cisailées libres se rencontrent à la fin du sillage au point de confluence qui s'enroule pour former deux tourbillons en recirculation ; connus sous le nom de tourbillons jumeaux.

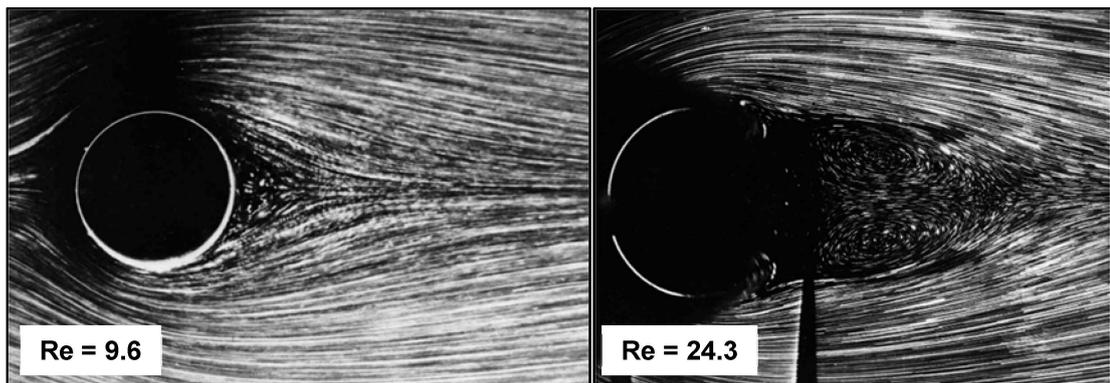


Figure 1.4 : Ecoulement décollé stationnaire [8].

- **L3 ($30-48 < Re < 180-200$)** : Ecoulement laminaire instationnaire 2D,

A partir de $Re > 30-48$; la zone de recirculation devient instable et des oscillations sinusoïdales commencent au niveau du point de confluence, l'amplitude de ces oscillations augmente avec l'augmentation du Re jusqu'au point à où les couches cisailées s'enroulent pour former l'allée tourbillonnaire laminaire connue comme « allée tourbillonnaire de Karman-Bénard » [3] ou « allée tourbillonnaire de Von Karman » [7] (illustrée dans la figure 1.5).

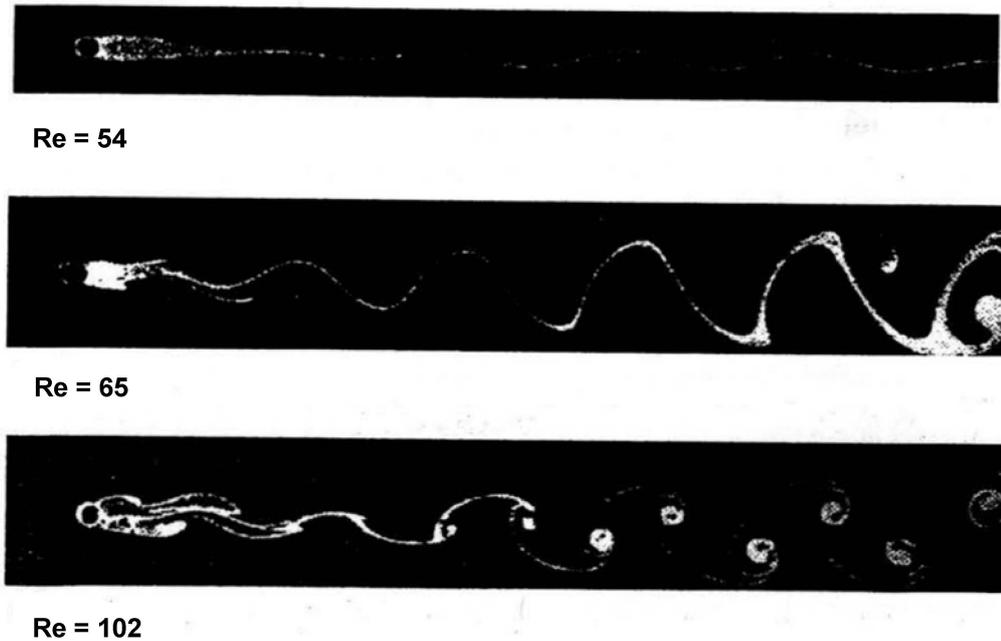


Figure 1.5 : Développement de l'écoulement laminaire instationnaire [3].

1.2.3.2. Transition (Tr) dans le sillage (W)

La transition vers la turbulence commence dans le sillage périodique laminaire plus loin en aval du cylindre, l'augmentation du Re fait avancer la transition en amont, jusqu'à ce que les tourbillons soient turbulents durant leur formation. Ce régime peut être divisé en deux sous-régimes :

- **TrW1 ($180-200 < Re < 220-250$)** : Transition des tourbillons laminaires évoluant au sein du sillage.
- **TrW2 ($220-250 < Re < 350-400$)** : Transition des tourbillons irréguliers dans la région de formation.

Une singularité est distinguée entre ces deux régimes, où la remontée de la transition affecte le mode de formation et d'émission des tourbillons, dites instabilité mode A et instabilité mode B (montré dans la figure 1.6).

Pour l'instabilité du mode A : les tourbillons primaires sont déformés en une forme ondulée durant le processus d'émission. Une boucle de tourbillon se forme puis subit un étirement longitudinal. Les structures secondaires engendrées par ce type d'instabilité sont caractérisées par une longueur d'onde suivant l'envergure du cylindre de l'ordre de celle des tourbillons primaires ($\approx 4d$).

L'instabilité de mode B : la longueur d'onde le long de l'envergure du cylindre est plus petite ($\approx 1d$). Elle est associée à des tourbillons longitudinaux d'échelles plus petites.

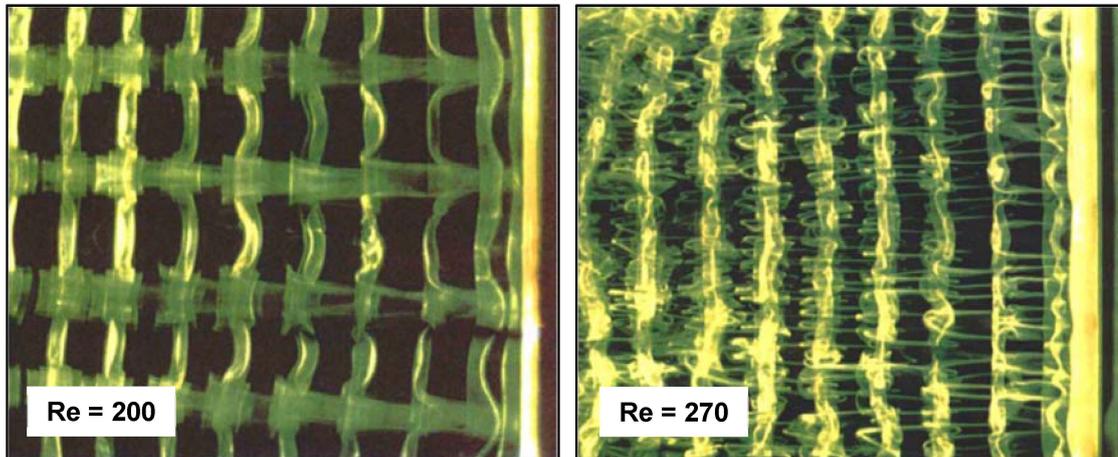


Figure 1.6 : Modes d'instabilités mode A (Re=200) et mode B (Re=270) [7].

1.2.3.3. Transition (Tr) dans la couche cisailée (SL)

La seconde transition a lieu le long des couches de cisaillement et les couches limites restent entièrement laminaires, ce qui conduit à appeler ce régime sous-critique. Il existe trois phases de transition le long des couches de cisaillement :

- **TrSL1 (350–400 < Re < 1k – 2k)** : développement des ondes de transition,
- **TrSL2 (1k – 2k < Re < 20k–40k)** : formation des tourbillons de transition,
- **TrSL3 (20k – 40k < Re < 100k – 200k)** : éclatement de la turbulence,

Les ondes de transition apparaissent d'abord sous forme d'ondulations des couches de cisaillement libres. Lorsque Re augmente, les ondes de transition s'enroulent en tourbillons discrets le long de la couche de cisaillement libre avant de devenir turbulentes, puis s'enroulent en tourbillons alternés. Enfin, un éclatement de la turbulence se produit dans les couches de cisaillement libres près du côté du cylindre.

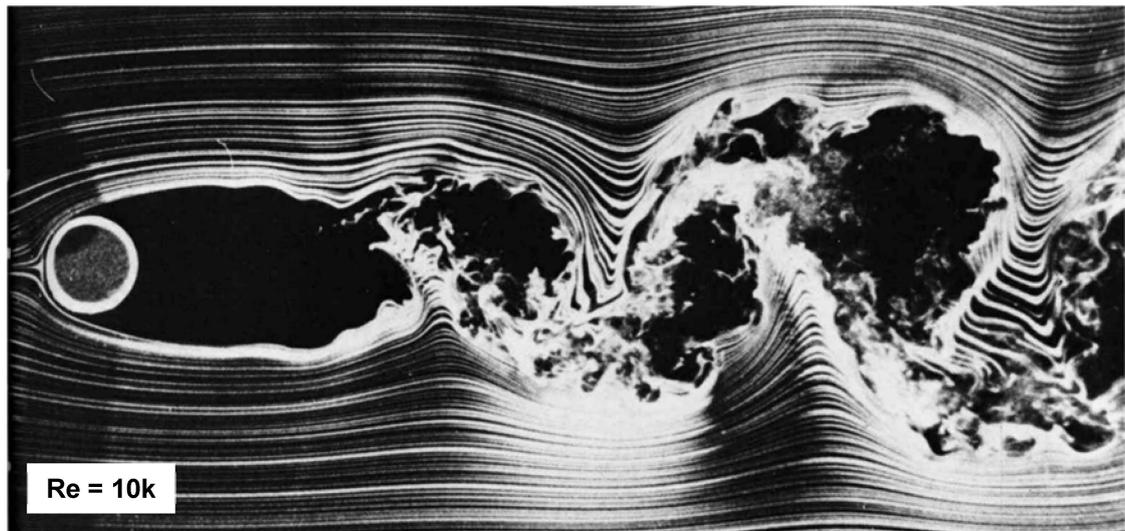


Figure 1.7 : Régime subcritique [8].

1.2.3.4. Transition (Tr) dans la couche limite (BL)

Les termes subcritique et supercritique décrivent les régimes de l'écoulement en amont et en aval de la chute de la force de traînée.

- **TrBL0 (100k – 200k < Re < 300k – 340k)** : régime précritique,

Le régime précritique est caractérisé par le début de la transition dans les couches de cisaillement libres le long des lignes de séparation. La tridimensionnalité intrinsèque au sillage perturbe la formation des tourbillons, cela aboutit à une chute initiale du coefficient de traînée.

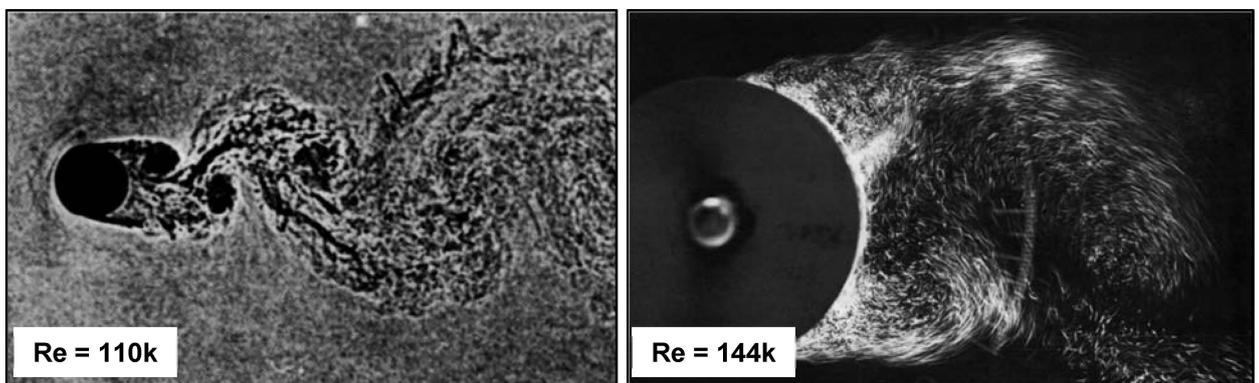


Figure 1.8 : Régime précritique [8] et [9].

- **TrBL1 (300k – 340k < Re < 380k – 400k)** : régime avec une bulle,
- **TrBL2 (380k – 400k < Re < 0.5M – 1M)** : régime avec deux bulles,

Le régime à une seule bulle est asymétrique, une autre chute discontinue dans la traînée et un saut dans la fréquence d'émission tourbillonnaire. Lorsqu'une seconde bulle est formée de l'autre côté du cylindre, le régime symétrique à deux bulles, TrBL2, représente une combinaison complexe d'une séparation laminaire, d'une transition, d'un réattachement puis d'une séparation turbulente des couches limites des deux côtés du cylindre. Les régimes TrBL1 et TrBL2 sont très sensibles aux perturbations et peuvent être éliminés par une surface rugueuse ou par turbulence imposée dans l'écoulement libre.

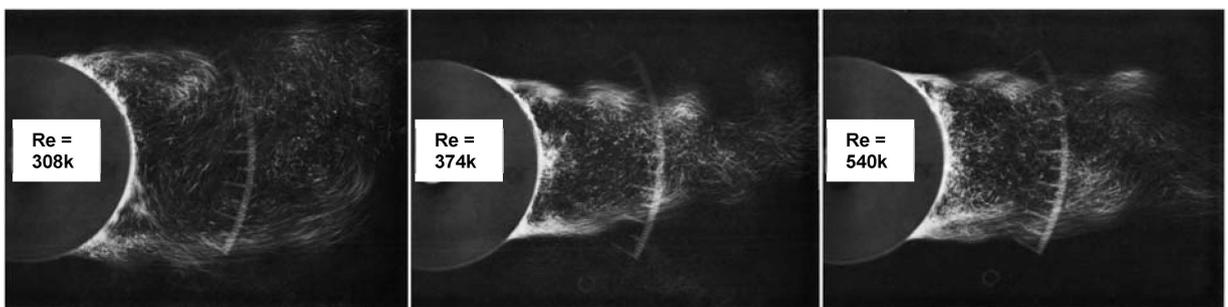


Figure 1.9 : Développement des régimes TrBL1 et TrBL2 [9].

- **TrBL3 (0.5M – 1M < Re < 3.4M – 6M)** : régime supercritique,

La transition dans ce cas se manifeste d'une manière irrégulière à la ligne de séparation laminaire primaire. Cela conduit à la rupture et à la fragmentation des bulles de séparation le long de l'envergure du cylindre. Les lignes de séparation irrégulièrement fragmentées empêchent l'émission tourbillonnaire, ce qui est la caractéristique principale du régime supercritique, TrBL3.

- **TrBL4 (3.5M – 6M < Re)** : régime post-critique,

Le régime TrBL4 est caractérisé par une transition qui se situe entre les lignes de stagnation et de séparation. Lorsque Re augmente, la région de transition avance asymptotiquement vers la ligne de stagnation, par conséquent, la valeur de Re pour l'extrémité supérieure de TrBL4 est difficile à définir.

1.2.3.5. Écoulement turbulent (T) complètement développé

Cet état d'écoulement est atteint lorsque toutes les régions d'écoulement perturbées autour du cylindre sont turbulentes. Ce régime connu par le nom état (T) n'a pas un nombre de Reynolds exact qui donne son début, néanmoins, la fin de régime est définie théoriquement pour $Re = \infty$. En fait ; lorsqu'on atteint des nombres de Reynolds très élevés, les paramètres de l'écoulement sont gouvernés par les effets de compressibilité dans l'air et la cavitation dans l'eau ce qui rend le comportement de l'allée tourbillonnaire difficile à étudier.

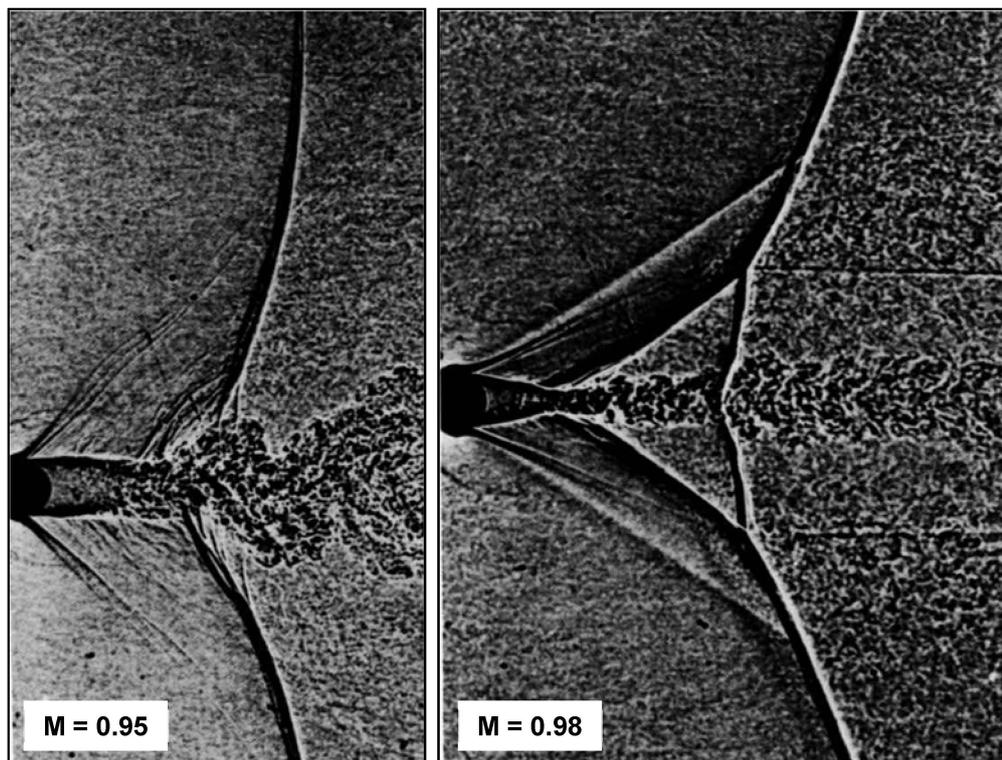


Figure 1.10 : Apparition des ondes de choc pour les grands nombres de Reynolds cas écoulement autour d'un cylindre (M nombre de Mach) [8].

Un exemple impressionnant de structures tourbillonnaires à grande échelle avec une allée tourbillonnaire d'environ 300 km de long, dans une bande de nuages stratocumulus est montré sur la figure 1.11. L'obstacle qui a conduit à la formation de l'allée tourbillonnaire est un volcan de 2200 m de hauteur sur l'île norvégienne de Jan Mayen [10].

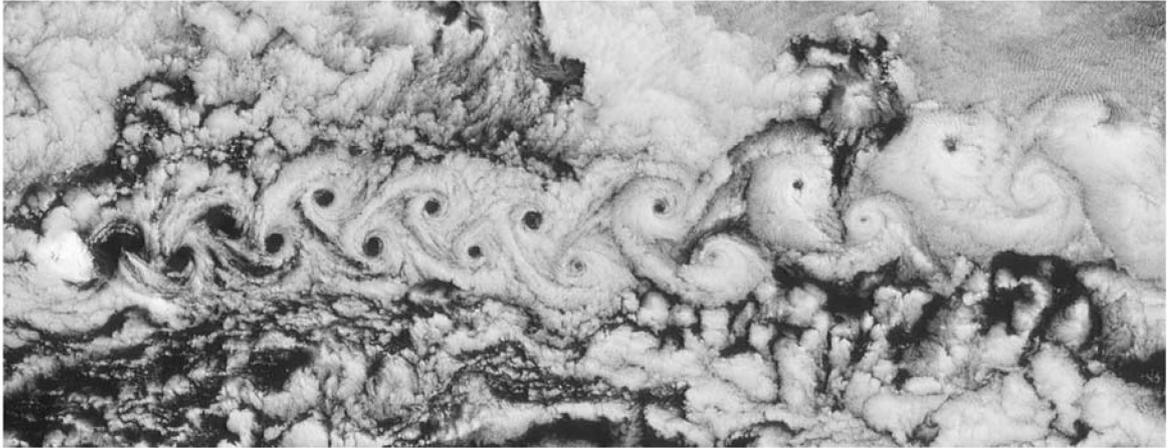


Figure 1.11 : Développement de l'allée de tourbillons de Karman près de l'île Jan Mayen dans l'Atlantique Nord [10].

1.3. Contrôle des écoulements

Le contrôle de l'écoulement est une pratique ancienne de l'homme. Par exemple, un barrage, un canal, une rampe de lavage, une digue, un fossé d'irrigation, une soupape, un conduit, un tuyau, une pompe, etc. sont des tentatives afin de contrôler le débit, la direction du mouvement, et/ou l'état thermodynamique d'un fluide. Même les animaux ont des exemples, tels que les barrages de castors, des tentatives pour contrôler l'eau du fleuve pour la protection de leurs abris [11].

1.3.1. Les objectifs du contrôle des écoulements

Les objectifs visés lors de l'application du contrôle d'un écoulement sont la réduction de la traînée, amélioration de la portance, l'augmentation du mélange de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie, la suppression du bruit induit par l'écoulement ; ou par combinaison de ces objectifs. Afin d'obtenir ces résultats souhaitables pour les écoulements ; on peut réaliser par retardement ou avancement la transition de l'écoulement laminaire vers l'écoulement turbulent, l'empêchement ou la provocation de la séparation de l'écoulement, la suppression ou l'amélioration des niveaux de turbulence. La Figure 1.12 résume ces objectifs et les changements d'écoulement correspondants.

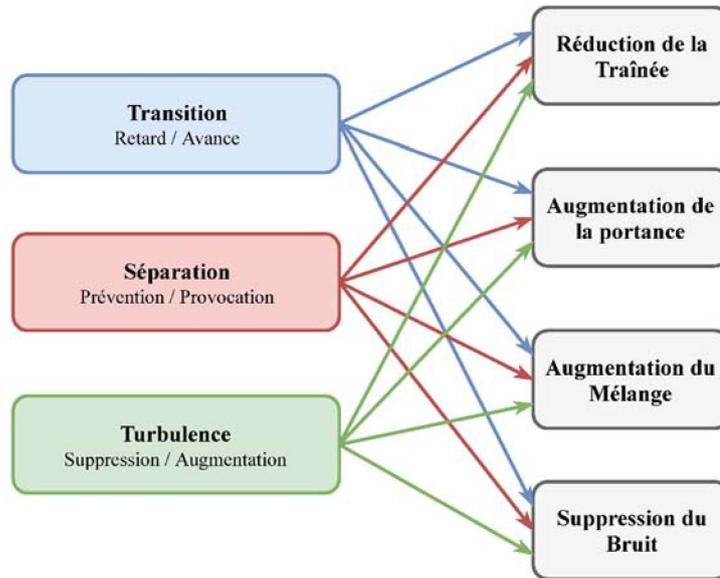


Figure 1.12 : Objectifs du contrôle et changements de l'écoulement correspondants [2].

Selon Gad-el-Hak [2] aucun objectif n'est particulièrement difficile si on le prend isolément, mais le défi consiste à atteindre un but en utilisant un dispositif simple, peu coûteux à construire et à utiliser et qui ne produit pas d'effets secondaires. Pour ce dernier obstacle, les interrelations entre les objectifs de contrôle sont illustrées ci-dessous.

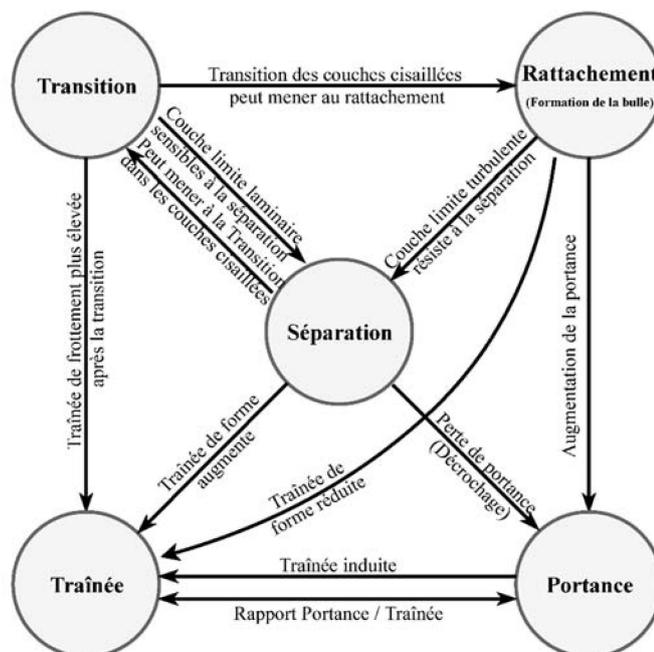


Figure 1.13 : Interrelation entre les objectifs du contrôle des écoulements [2].

Gad-el-Hak [2] ajoute l'exemple du développement de l'écoulement sur la surface d'aile d'avion, lorsque la couche limite devient turbulente, sa résistance à la séparation est améliorée, et la portance est augmentée pour différents angles d'incidence. D'autre part, la traînée de frottement pour une couche limite laminaire est inférieure à celle turbulente. Si la transition est retardée, le frottement devient plus faible ; ainsi que du bruit plus faible induit par l'écoulement. Cependant, la couche limite laminaire ne peut supporter qu'un très faible gradient de pression défavorable, sinon une séparation se produit, ce qui réduit considérablement la portance et une augmentation de la traînée de forme se produit. Le but ultime est d'améliorer les performances du profil aérodynamique en augmentant le rapport portance/traînée. Néanmoins, la traînée induite est causée par l'augmentation de la surface de l'aile. En outre, plus de portance est générée avec une incidence plus élevée, mais la traînée de forme augmente également à ces angles.

1.3.2. Classification du contrôle

Il existe différentes techniques de contrôle de l'écoulement qui sont appliquées sur ou loin de la paroi. Les paramètres de surface qui peuvent influencer également l'écoulement comprennent la rugosité, la forme, la courbure, le mouvement de la paroi rigide, la température et la porosité. Le chauffage et le refroidissement de la surface peuvent influencer l'écoulement à travers les gradients de viscosité et de densité résultants. Le transfert de masse peut avoir lieu à travers une paroi poreuse ou une paroi avec des fentes. L'aspiration et l'injection du fluide primaire peuvent avoir des effets importants sur le champ d'écoulement, influençant notamment la forme du profil de vitesse près de la paroi, ce qui provoque la transition de la couche limite. Différents additifs, tels que des polymères, des microbilles, des gouttelettes, des particules, de la poussière ou des fibres, peuvent également être injectés dans un écoulement. Il existe des générateurs d'ondes acoustiques qui influencent les couches de cisaillement de l'extérieur, ou par manipulation des niveaux de turbulence de l'écoulement incident, imposent des forces magnétiques et électrohydrodynamiques sur le corps. Ce sont des exemples de stratégie de contrôle de l'écoulement.

Ces techniques nécessitent une classification, la dépense d'énergie est un critère de classement de ces méthodes de contrôle et même la boucle de régulation supposée. Comme on le montre sur le schéma de la figure 1.14, un dispositif de

contrôle passif ne nécessite aucune alimentation auxiliaire et aucune boucle de régulation, un contrôle actif nécessite une dépense énergétique. Pour les dispositifs passifs de contrôle, certains préfèrent utiliser le terme gestion de l'écoulement plutôt que le contrôle de l'écoulement [12].

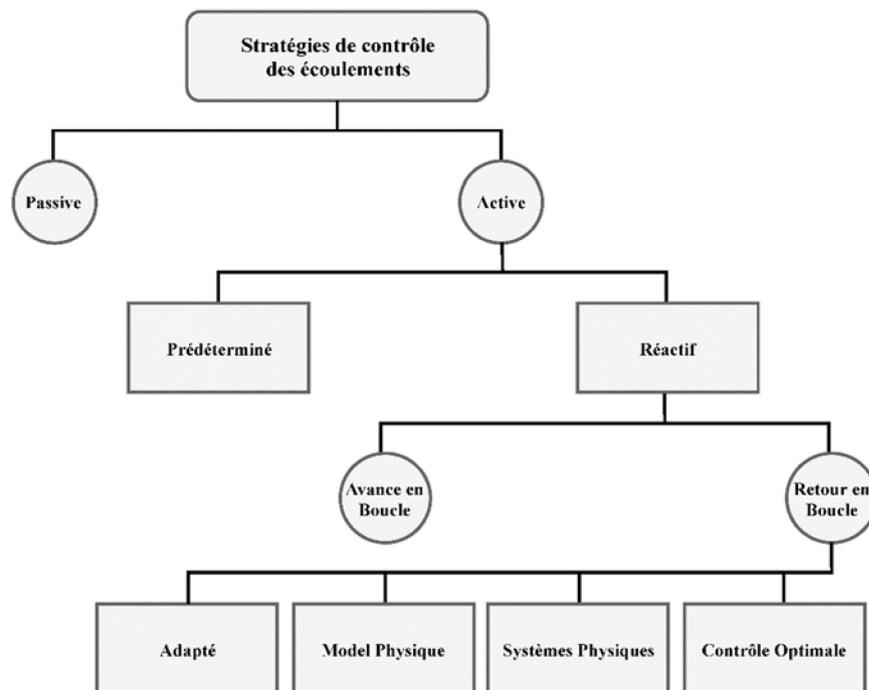


Figure 1.14 : Classification des stratégies de contrôle de l'écoulement [2].

Le contrôle actif est subdivisé en deux catégories prédéterminées ou réactives. Le contrôle prédéterminé comprend l'application d'une énergie constante ou instationnaire sans tenir compte de l'état de l'écoulement. La boucle de contrôle dans ce cas est ouverte et aucun capteur n'est requis, comme indiqué sur la figure 1.15. Le contrôle réactif est une classe spéciale de contrôle actif dans laquelle l'entrée de commande est ajustée en continu en fonction des mesures captées. Dans ce cas, la boucle de contrôle peut être soit une action directe (avance en boucle), soit une boucle de retour fermée (retour en boucle).

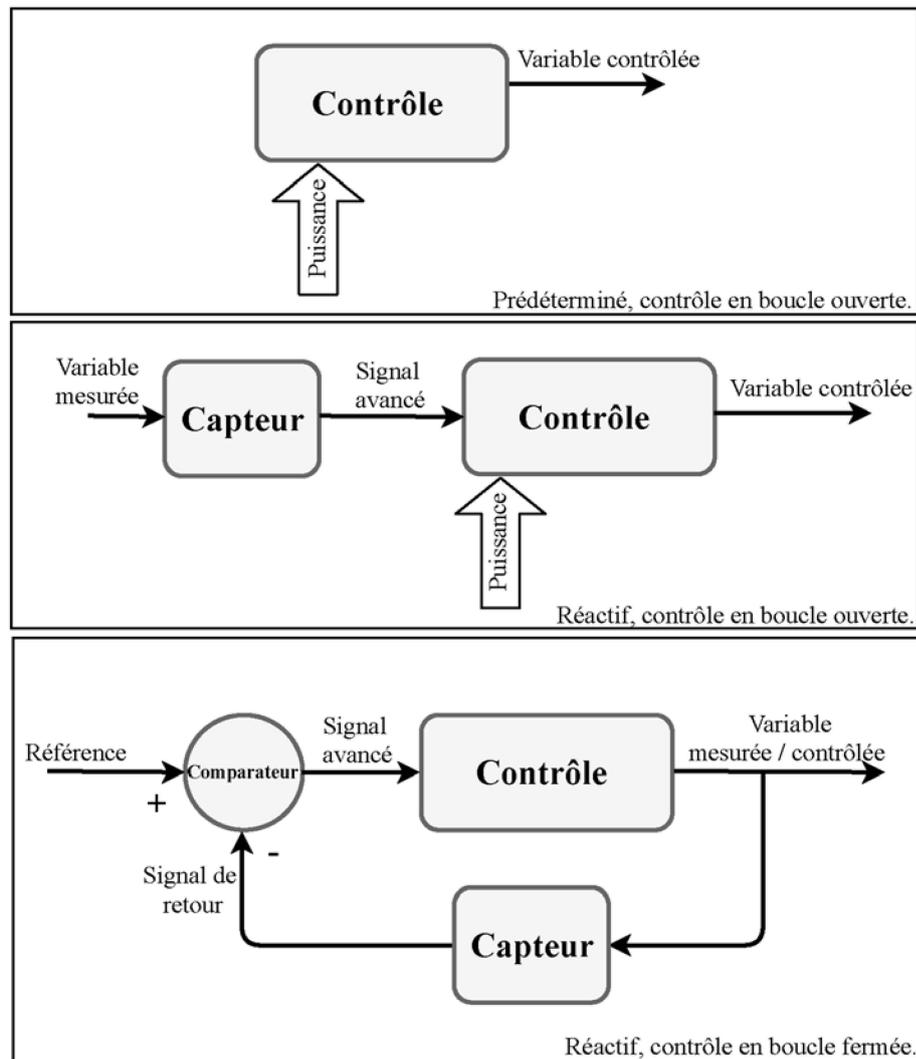


Figure 1.15 : Différentes boucles du contrôle de l'écoulement actif [2].

Dans le contrôle avancé en boucle ou anticipatif, la variable mesurée et la variable contrôlée sont différentes. Par exemple, la pression ou la vitesse peuvent être détectées à un emplacement en amont, et le signal résultant est utilisé avec une loi de commande appropriée pour déclencher un actionneur, qui à son tour influence la vitesse à une position en aval. D'autre part, le contrôle par retour en boucle nécessite que la variable contrôlée soit mesurée, renvoyée et comparée à une entrée de référence. Le contrôle retour en boucle est en outre classé en quatre catégories : adaptatif, basé sur un modèle physique, basé sur un système physique et contrôle optimal.

1.4. Etat de l'art sur l'écoulement autour d'un cylindre circulaire stationnaire et contrôlé

1.4.1. Ecoulement autour du cylindre circulaire stationnaire (sans contrôle)

Malgré la forme simple du cylindre, l'écoulement autour d'un cylindre comporte tous les phénomènes que l'on peut trouver dans les écoulements autour des corps non-profilés. Cette géométrie canonique est très utilisée pour la validation et le développement des méthodes numériques. L'écoulement autour d'un cylindre à un nombre de Reynolds de 3900 appartient au régime subcritique caractérisé par une transition naturelle vers la turbulence. Cet écoulement a été utilisé comme un 'benchmark' dans plusieurs études numériques pour le développement de la méthode de la simulation des grandes échelles à la lumière des travaux expérimentaux suivants :

Norberg [13] a présenté des mesures expérimentales pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire pour différents diamètres. Le nombre de Reynolds compris entre 50 et jusqu'à $2 \cdot 10^5$. Il a étudié les effets combinés du nombre de Reynolds et d'une basse intensité de turbulence (1.4%) sur la variation du coefficients aérodynamiques, le nombre de Strouhal, la moyenne et les fluctuations du coefficient de pression. Il a indiqué que l'écoulement est insensible à l'augmentation de l'intensité de la turbulence à des nombres de Reynolds inférieurs à 10^3 . Pour les nombres de Reynolds supérieurs à 10^3 , l'influence de la turbulence est significative, en particulier en ce qui concerne les forces de pression sur le cylindre.

Le travail de Lourenco [14] est l'un des premiers travaux de la technique de vélocimétrie par images de particules (PIV) pour l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re = 3900$. Ils ont effectué des mesures dans la région de recirculation et les quantités statistiques pour une distance de trois fois le diamètre en aval du cylindre. Il faut souligner que les résultats de Lourenco [14] sont rapportés dans le travail de Beaudan et Moin [15].

Ong et Wallace[16] ont effectué des mesures à fil chaud dans le sillage très proche ($x/d < 10$) pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre égal à 3900. Ils ont utilisé une sonde avec réseau de capteurs pour mesurer les statistiques détaillées des composantes

de vitesse longitudinale et transversale et leurs spectres de fréquence. Ils ont confirmé que la région de sillage très proche est essentiellement bidimensionnelle.

Parnaudeau et al. [17] ont rapporté une étude expérimentale et complétée par des simulations numériques par la simulation des grandes échelles pour ce cas générique à $Re = 3900$. Ils se sont concentrés sur les statistiques de turbulence et les spectres d'énergie dans le sillage proche de dix fois le diamètre. Ils ont mentionné que, pour la réduction de l'incertitude entre les simulations et l'expérimental, il faut utiliser un temps d'intégration grand. Néanmoins, leurs résultats numériques et expérimentaux sont en bon accord avec les grandes données précédentes disponibles.

Pour les travaux numériques, l'écoulement autour d'un cylindre à $Re=3900$ est caractérisé par le décollement, ce qui le rend difficile à simuler par l'approche statistique URANS. D'autre part, la disponibilité des données expérimentales, en particulier les caractéristiques du sillage proche, aide les auteurs pour le développement de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation).

Beaudan et Moin [15] ont été les premiers à tenter la simulation des grandes échelles d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire. L'écoulement à un nombre de Reynolds de 3900 a été choisi principalement en raison de l'existence des données expérimentales de Lourenco [14]. Beaudan et Moin [15] ont utilisé des schémas de cinquième ordre pour les simulations numériques des équations de Navier-Stokes compressibles. Les simulations ont été effectuées sur des grilles de type O avec différentes résolutions pour établir l'indépendance du maillage. Les profils de vitesse moyenne et les contraintes de Reynolds obtenues dans ces simulations sont en accord raisonnable avec les données expérimentales. Ils ont constaté des différences de profils de vitesse dans la zone de recirculation par rapport aux profils expérimentaux. Ces différences sont attribuées aux erreurs expérimentales qui se sont manifestées dans la grande asymétrie de ces données.

Mittal et Moin [18] ont utilisé un schéma de différence centrale de second ordre pour la simulation des grandes échelles du même écoulement. Une méthode de Fourier spectrale a été employée dans la direction d'envergure avec des conditions aux limites périodiques. Les simulations ont été effectuées sur une grille curviligne de type C. Ils ont trouvé un bon accord des résultats de leurs simulations avec les

résultats expérimentaux. Ils ont ajouté que les méthodes non dissipatives conviennent mieux pour la simulation des grandes échelles.

Breuer [19] a étudié les aspects numériques et de modélisations de la simulation des grandes échelles d'un écoulement turbulent autour d'un cylindre à $Re=3900$. Il a effectué des calculs avec cinq schémas numériques différents avec les modèles de sous-maille de Smagorinsky et dynamique. Il a rapporté qu'afin de se rapprocher des résultats expérimentaux il faut utiliser le schéma de différences centrales. Il a ajouté que les schémas 'upwind' de faible ordre ne sont pas capables de capter les paramètres de l'écoulement. Il a testé l'influence de la longueur d'envergure avec une même résolution qui n'affecte pas significativement les résultats.

Kahil [20] a mis au point dans sa thèse une base de données à l'aide d'une grille de 13 millions de nœuds sur le code Saturne de la société EDF. Il a étudié l'écoulement turbulent autour d'un ou plusieurs cylindres en différentes configurations (côte à côte, en tandem et carrée). Il a testé, pour le cas d'un seul cylindre avec $Re=3900$, l'effet du modèle sous-maille, la résolution du maillage, le schéma de convection et la longueur d'extrusion dans la direction d'envergure.

Ouvrard et al.[21] et Wornom et al. [22] ont testé l'efficacité de la simulation des grandes échelles dans les grilles non structurées par l'utilisation de la multi-échelle variationnelle (VM-LES) avec l'application de plusieurs modèles de sous-maille sur un écoulement autour d'un cylindre à $Re =3900$. Ils ont conclu que le modèle de sous-maille WALE est le plus adapté pour les grilles non structurées. Lodato et Chapelier [23] ont réalisé une contribution récente où ils ont appliqué un modèle d'élément spectral dynamique et une méthode discontinue d'éléments finis adaptés à la simulation grandes échelles sur des grilles non structurées. Ils ont évalué cette méthode sur le même écoulement, ils ont trouvé un bon accord des résultats par rapport aux résultats expérimentaux, avec une flexibilité des schémas d'éléments finis de haut niveau, et même une facilité de changement vers différents ordres de précision.

Cet écoulement a été utilisé également dans les deux travaux de Meyer et al. [24] et [25] afin d'élaborer une simulation des grandes échelles par la méthode des inter-surfaces immergées. Ils ont trouvé une réduction du temps de calcul par l'utilisation de cette technique. Sidebottom et al. [26] ont investigué quatre paramètres

numériques de la simulation des grandes échelles. Ils ont testé différents modèles de sous-maille, résolutions de grille, schémas de discrétisation et loi de paroi. Ils ont recommandé d'utiliser un schéma de discrétisation central, et ont montré que le modèle de sous-maille influence légèrement les résultats. D'autre part, ils ont requis une loi de paroi pour les grilles grossières ($Y^+ > 30$).

Taghinia et al. [27] ont évalué la performance du modèle de sous-maille (RAST) (Rahman-Agarwal-Siikonen-Taghinia), qui est un modèle d'échelle de sous-maille à zéro équation, qui prend en compte l'énergie cinétique de sous-maille déterminée à partir d'une relation algébrique et fournit un amortissement naturel proche de la paroi. Ils ont testé deux modèles (RAST) et (DSM), ce dernier étant le modèle dynamique de Smagorinsky pour prédire les caractéristiques d'écoulement autour d'un cylindre circulaire à $Re = 3900$. Ils ont indiqué que le modèle (RAST) peut produire avec précision les caractéristiques d'écoulement moyennes qui sont en bon accord avec les données expérimentales existantes. Ils ont ajouté que l'effort de calcul nécessaire pour l'ensemble des simulations avec le modèle (RAST) dans le code incompressible est d'environ (70%-80%) du coût du (DSM), puisque le modèle (RAST) a besoin d'une opération de filtrage unique qui récupère la stabilité numérique, contrairement au (DSM) qui nécessite deux opérations de filtrage.

Guo et al. [28] et Zhao [29] ont analysé les effets acoustiques pour les utiliser comme un processus de localisation du bruit, ils ont utilisé la simulation des grandes échelles et un écoulement autour d'un cylindre à $Re=3900$.

On a présenté des études par simulation des grandes échelles pour un écoulement autour d'un cylindre à $Re=3900$. Toutefois cet écoulement a été investigué par d'autres techniques, parmi lesquelles on peut citer :

Par les équations de Navier-Stokes partiellement moyennées (Partially Averaged Navier-Stokes equations PANS) les travaux de Pereira et al [30] et Luo et al. [31]. Par la simulation des structures détachées (Detached-eddy simulation DES) les études de Jee et Shariff [32] et Valerio et al. [33]. Par simulation numérique directe (Direct Numerical Simulation DNS), il existe les investigations de Dong et al. [34] et Wissink et Rodi [35].

1.4.2. Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par déformation radiale

Ce contrôle consiste à introduire une variation du diamètre du cylindre par une loi sinusoïdale. Le processus d'augmentation et de diminution du diamètre peut autopropulser le cylindre (une traînée négative). On présente une synthèse des travaux expérimentaux et numériques qui ont étudié cette dynamique de contrôle :

Hanchi [36] a examiné par une simulation numérique d'un écoulement bidimensionnel visqueux, symétrique et incompressible autour d'un cylindre radialement déformable pour une large gamme de nombres de Reynolds ($Re = 550-9500$). Il a résolu l'équation de transport de tourbillon et l'équation d'énergie par une méthode de différences finies de second ordre dans les deux directions des domaines et l'équation de Poisson pour les lignes de courant. Il a conclu qu'une augmentation du diamètre du cylindre crée une force inverse qui réduit l'effet de la traînée. D'autre part, une diminution du diamètre aspire les tourbillons primaires et secondaires vers le cylindre, réduisant ainsi le sillage, ce qui réduit la traînée.

Oualli et al.[37] ont investigué expérimentalement un écoulement autour d'un cylindre radialement vibrant pour un nombre de Re variant entre 9500 et 31500, et pour les fréquences adimensionnelles suivantes ; 0.41, 0.54 et 0.73. Ils ont utilisé un mécanisme afin d'introduire les vibrations radiales et de la fumée, ainsi qu'une caméra pour l'acquisition de la structure de l'écoulement. Ils ont remarqué que les vibrations radiales affectaient le développement de l'allée tourbillonnaire, et une réduction du nombre de Strouhal a été enregistrée.

Dans une autre étude expérimentale, Menfoukh et al.[38] ont analysé la structure de l'écoulement proche par thermographie infrarouge. Ils ont fixé le nombre de Reynolds à 1700 et l'amplitude de déformation à 5%, et plusieurs fréquences appliquées variant de 4 Hz jusqu'à 12 Hz. Le principe de leur travail est de capter par caméra à thermographie infrarouge la fumée chaude, afin d'étudier à partir du champ instantané de la température le comportement de l'écoulement. Ils ont conclu que la synchronisation ou régime 'Lock-on' se produit pour les fréquences de déformation égales à deux fois la fréquence naturelle, la plus petite longueur de la zone de recirculation est enregistrée dans ce régime. Ils ont ajouté que de fortes fluctuations (r.m.s) de la température sont remarquées dans la zone de recirculation et ces fluctuations augmentent avec l'augmentation de la fréquence de déformation.

Oualli et al. [39] ont élaboré une étude expérimentale à l'aide de la (PIV) pour un écoulement autour d'un cylindre déformable à un nombre de $Re=30 \times 10^3$. Les paramètres de contrôle utilisés dans cette étude ont 5% comme d'amplitude de déformation, et le nombre de Strouhal de contrôle varie entre 0.02 et 0.06. Ils ont abouti aux mêmes conclusions de Hanchi [36] et ils ont réduit la vorticité positive de 50%.

Menfoukh et al.[40] ont réalisé également une investigation expérimentale approfondie à l'aide de (LDV) avec un nombre de Reynolds de 3.52×10^3 , l'amplitude des déformations radiales appliquée est de 5% pour six valeurs des fréquences de déformation adimensionnelles considérées ayant les valeurs (1.64 – 2.26) focalisées dans la région de synchronisation. Ils ont observé le phénomène de synchronisation 'Lock-on' pour les fréquences de déformation proches de deux fois celle d'émission naturelle, où ils ont enregistré une réduction de traînée de 46%. Ils ont ajouté que le sillage proche est caractérisé par des régions d'accélération dans la zone de recirculation.

L'étude de Aissa et al. [41] est une contribution récente de ce type de contrôle, ils ont élaboré une simulation numérique d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire subissant des déformations radiales sinusoïdales par le code CFD Ansys Fluent. Ils ont examiné un écoulement autour d'un cylindre à nombre de $Re=550$, et l'amplitude de déformation est fixée à 16%, ils ont fait varier la fréquence de déformation entre 17Hz et 102Hz. Ils ont supprimé par déformation radiale l'allée tourbillonnaire de Von Karman pour des rapports fréquences 1, 3 et 4. Ils ont constaté le régime Lock-on par l'application d'un rapport de fréquence 2 avec 240% d'augmentation du coefficient de portance.

1.4.3. Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par oscillation rotative

Plusieurs études ont été réalisées par oscillation rotative comme un contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire afin d'investiguer le phénomène de synchronisation 'lock-on' où l'émission tourbillonnaire coïncide avec le mouvement rotatif oscillatoire du cylindre. On cite pour les faibles nombres de Reynolds entre 50 et 500 les travaux de Du and Sun [42], Koehler et al. [43], Sellappan and Pottebaum [44], Kumar et al. [45], Lu et al. [46], Lo Jacono et al. [47], Thiria et al. [48], Ray and Christofides [49], Poncet [50], Choi et al. [51], Protas and Wesfreid [52], Baek and Sung [53], Baek and Sung [54] H.V.R. Mittal et al. [55], Gao et al. [56].

En fait, le travail de Tokumaru et Dimotakis [57] est une étude qui a motivé plusieurs auteurs pour étudier l'écoulement autour d'un cylindre en oscillation rotative. Ils ont utilisé cette technique dans leur travail expérimental effectué pour $Re = 1.5 \times 10^4$. Ils ont réalisé des visualisations de l'écoulement et des mesures des profils de sillage. Ils ont trouvé 85% de réduction de la traînée.

Le travail de Tokumaru et Dimotakis [57] a été étendu numériquement par Shiels et Leonard [58]. La méthode de vortex visqueux à haute résolution a été utilisée sur une gamme de nombres de Reynolds de 150 à 15 000 afin d'explorer les effets du forçage par oscillation rotative. Ils ont conclu que le mécanisme de contrôle peut être efficace à des nombres de Reynolds plus élevés ($Re \geq 3000$). De plus, leurs résultats sont en accord avec les observations rapportées par Tokumaru et Dimotakis [57], affirmant que l'amplitude et la fréquence du forçage doivent être suffisamment grandes pour générer les multipôles.

L'émission tourbillonnaire et le développement du sillage derrière un cylindre circulaire forcé par oscillation rotative ont été analysés par Cheng et al. [59] à l'aide de la méthode de vortex hybride, pour un nombre de Reynolds égal à 1000. L'amplitude d'oscillation normalisée (rapport entre la vitesse périphérique sur vitesse de l'écoulement) varie entre 0 et 3, tandis que le rapport de la fréquence de forçage à celui d'émission tourbillonnaire naturelle est dans la plage de 0 à 10. Ils ont obtenu une réduction de 40% de la traînée moyenne et ils ont rapporté le régime 'lock-on' et structure de vortex dans le sillage proche.

Bhumkar et Sengupta [60] ont analysé numériquement un écoulement incompressible pour un nombre de Reynolds de 1000 par décomposition orthogonale aux valeurs propres. Ils ont utilisé deux paramètres de contrôle, l'amplitude représente le rapport entre la vitesse tangentielle du cylindre sur la vitesse de l'écoulement d'entrée, et le deuxième paramètre est le rapport entre la fréquence naturelle d'émission tourbillonnaire par rapport à la fréquence de forçage. Ils ont investigué pour les amplitudes 0.25, 0.5 et 1 et pour le rapport des fréquences de valeurs 0.5, 1.0, 2.0, 3.06, 3.5, 4.0 et 5.0. Ils ont expliqué que la réduction de la traînée par oscillation rotative est obtenue par fractionnement des vortex plus grands en vortex plus petits.

Lee [61] a examiné la couche limite instable développée sur un cylindre circulaire oscillant par rotation, il a utilisé un réseau des capteurs à film chaud (MHFS) pour des fréquences de forçage par oscillation rotative ($S_f = f_r d / U_0 = 0.0064-0.0217$) et des amplitudes ($\Delta\theta = \pm 27.7$ et $\pm 39.25^\circ$) dans la gamme des nombres de Reynolds $2.687 \times 10^4 \leq Re \leq 6.7980 \times 10^4$. Il a conclu qu'il existe une relation directe entre les fréquences d'oscillations rotatives dominantes et la séparation laminaire. Il a ajouté pour les petites fréquences d'oscillation, une symétrie toujours présente pour les points de séparation supérieurs et inférieurs pendant la rotation du cylindre, la fréquence d'émission tourbillonnaire et la largeur du sillage restant les mêmes par rapport à celles d'un cylindre circulaire stationnaire.

Du et Dalton [62] ont effectué un calcul tridimensionnel par la simulation des grandes échelles pour un $Re = 1.5 \times 10^4$. Ils ont appliqué des oscillations rotatives avec deux amplitudes de forçage adimensionnelles 0.5 et 2 avec une large gamme de fréquences de forçage. Ils ont réussi à réduire la traînée de 57% et ils ont constaté que le tourbillon et le sillage affectent fortement la traînée.

Une simulation tridimensionnelle par simulation des grandes échelles et des mesures par vélocimétrie par images de particules sont comparées par Fujisawa et al. [63] pour étudier un cylindre circulaire en oscillation rotative placé dans un écoulement uniforme à nombre de Reynolds égal à 2000. Ils ont trouvé une augmentation et une réduction de la traînée par rapport aux basses et hautes fréquences, respectivement, correspondant aux variations du sillage de l'écoulement. Ils ont également montré que la réduction de la traînée est améliorée

par une augmentation de l'amplitude d'oscillation. Ils ont ajouté qu'une amplitude d'oscillation plus élevée provoque une modification de la structure d'écoulement en générant des petites échelles le long des couches de cisaillement et le retardement du point de séparation moyen le long de la surface du cylindre.

Les caractéristiques d'écoulement du sillage proche derrière un cylindre circulaire en rotation oscillatoire ont été étudiées expérimentalement par Lee et Lee [64]. Des expériences ont été réalisées à $Re = 4.14 \times 10^3$ par la technique de la (PIV) dynamique. Ils ont divisé le sillage proche en trois régimes en fonction du rapport de fréquence ($F_R = \text{fréquence de contrôle} / \text{fréquence d'émission naturelle}$), régime non-lock-on ($F_R = 0.4$), régime de transition ($F_R = 0.8, 1.6$) et régime de synchronisation 'lock-on' ($F_R = 1.0$) pour une amplitude d'oscillation de $\theta_A = 30^\circ$. Ils ont rapporté que, pour un rapport de fréquence inférieur à 1.0 ($F_R \leq 1.0$), la longueur de la zone de recirculation diminue à mesure que la fréquence de forçage augmente ce qui provoque une interaction mutuelle entre les structures à grandes échelles. Ils ont ajouté que le mécanisme du contrôle de l'écoulement par l'oscillation rotative d'un cylindre est de contrôler l'instabilité de la couche de cisaillement produit par l'entraînement amélioré du fluide. Ils ont conclu, que pour le forçage à haute fréquence de $F_R = 1.6$, les structures à grandes échelles se développent très rapidement et l'épaisseur du sillage diminue. Par conséquent, les tourbillons sont plus petits dans cette condition de forçage que pour $F_R \leq 1.0$. Ils ont constaté que pour les régimes de transition ($F_R = 0.8$ et 1.6), la structure de l'écoulement balance entre les modes d'émission régulier et irrégulier.

1.4.4. Contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par rotation stationnaire

En fait, le résultat le plus intéressant de l'écoulement d'un cylindre circulaire tournant en rotation stationnaire est la suppression de l'allée tourbillonnaire de Von Karman pour des rapports de vitesse (vitesse tangentielle sur la vitesse de l'écoulement) supérieurs à une valeur critique (α_c). Ce phénomène a été rapporté dans plusieurs études expérimentales et numériques. Les études de visualisation de l'écoulement de Prandtl [65] est le premier travail dans l'exploration de la suppression de l'allée tourbillonnaire.

Pour les études qui ont investigué les faibles nombres de Reynolds ($Re \leq 300$), on dispose du travail d'El Elakoury et al. [66] pour $Re = 300$, où ces derniers ont montré que l'allée tourbillonnaire existe jusqu'à $\alpha = 2.5$.

Kang et al. [67] ont étudié également l'écoulement autour d'un cylindre circulaire tournant en rotation stationnaire pour des $Re = 60, 100, 160$ dans la gamme de contrôle de $0 \leq \alpha \leq 2.5$, et ils ont constaté que l'allée tourbillonnaire disparaissait complètement à partir de $\alpha > \alpha_c$. Ils ont conclu que α_c a une dépendance logarithmique avec le nombre de Reynolds ($\alpha_c = 1.4, 1.8$ et 1.9 pour $Re = 60, 100$ et 160 respectivement).

Pour $Re = 200$, Mittal et Kumar [68] ont trouvé que le lâcher tourbillonnaire existe dans le sillage dans la gamme de $0 \leq \alpha \leq 1.9$, disparaît quand $\alpha > 1.9$, réapparaît dans la plage de $4.3 < \alpha < 4.8$, et est de nouveau supprimé à $\alpha > 4.8$. Ils ont rapporté également que la rotation du cylindre ajoute plus d'asymétrie dans la localisation des tourbillons négatifs et positifs.

Pralits et al. [69] ont rapporté l'élimination des tourbillons lorsque α augmente aux alentours de 2 pour Reynolds égal à 100. Ils ont supposé que la disparition est due à l'affaiblissement de la couche de cisaillement.

Pour les nombres de Reynolds relativement élevés, il existe le travail expérimental de Kimura et al. [70] où ils ont montré que l'émission tourbillonnaire disparaît pour α autour de 2.6, 2, 1.7 et 1.5 pour $Re = 500, 2000, 5000$ et 10000 , respectivement. Ils ont supposé que les tourbillons de direction de rotation opposée sont favorisés pour se mélanger à une masse de vortex.

Ling et Shih [71] ont observé un écoulement autour d'un cylindre en rotation pour $Re=1000$ et des rapports de vitesse de 0.5 et 3.25. Ils ont noté que les lignes de courant fluctuent périodiquement vers la direction de rotation du cylindre. Les tourbillons de signe opposé se détachent alternativement du cylindre. Ils ont trouvé que le rapport $\alpha_c=2.2$ est la valeur de suppression de l'allée tourbillonnaire.

Chew et al. [72] ont investigué à l'aide de cette technique pour un nombre de $Re=1000$ où ils ont trouvé que la valeur critique de α est d'environ 2. Ils ont rapporté que, dans la gamme de $2 < \alpha < 3$, le comportement du sillage est sensible à la valeur de α et qu'il est difficile d'identifier la valeur critique de α à laquelle le vortex est

complètement supprimé. Ils ont ajouté que, lorsque $\alpha \geq 3$, aucun vortex n'est observé dans le sillage du cylindre.

Karabelas [73] a utilisé la simulation des grandes échelles (L.E.S) pour un écoulement à $Re = 1.4 \times 10^5$ et la gamme de rapport de vitesse de rotation entre $0 < \alpha < 2$. Il a montré que la structure d'écoulement est fortement affectée par le rapport de vitesse de rotation. Il a observé le déplacement du point de stagnation accompagné par une transition de turbulence qui s'effectue en amont. Il a ajouté que le sillage est dévié et la symétrie de l'écoulement est cassée, avec une réduction de formation de vortex du côté où la vitesse périphérique est en sens inverse avec la vitesse de l'écoulement. Il a rapporté que $\alpha_c = 1.3$.

L'étude d'Aljure et al. [74] est une contribution de ce type de contrôle, ils ont analysé l'influence du rapport de rotation sur les forces agissant sur un cylindre circulaire pour un $Re = 5000$ au moyen de la simulation numérique directe (DNS). Ils ont considéré α entre 0 et 6. Ils ont montré que la rotation entraîne la disparition de l'allée tourbillonnaire à partir de $\alpha = 2$. Ils ont ajouté que l'augmentation de la vitesse angulaire du cylindre donne l'apparition des structures de Taylor-Görtler. La symétrie dans l'écoulement est brisée lorsque le taux de rotation augmente, les couches de cisaillement commencent également à s'incurver vers le côté avec le gradient de pression plus bas provoquant le rétrécissement de la région de formation du vortex. Pour des vitesses de rotation plus élevées, la zone de recirculation derrière le cylindre disparaît et les couches de cisaillement s'enroulent sur le cylindre qui modifie considérablement la topologie du sillage.

1.5. Conclusion

Ce chapitre bibliographique a permis, dans un premier temps, de définir les caractéristiques essentielles des régimes d'écoulement autour d'un cylindre, au fur et à mesure que le nombre de Reynolds est le paramètre principal caractérisant ces régimes. L'écoulement évolue d'un état laminaire stationnaire vers un état laminaire instationnaire pour finir dans un état turbulent instationnaire. Ensuite, une brève description sur le principe de contrôle des écoulements, les méthodes usuelles de contrôle des écoulements et les objectifs du contrôle ont été présentées. Ce chapitre s'achève enfin par une synthèse des travaux et des études du contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre par déformation radiale, oscillation rotative et

rotation stationnaire. Plusieurs travaux par simulation des grandes échelles se concentrent sur l'écoulement autour d'un cylindre à un nombre de Reynolds de 3900 en raison de la disponibilité des données expérimentales, ce qui sera retenu pour le présent travail afin d'appliquer les contrôles considérés.

CHAPITRE 2

METHODE NUMERIQUE ET MODELISATION DE LA TURBULENCE

2.1. Introduction

La mécanique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamics CFD) est l'étude d'un écoulement par simulation numérique, qui prend un essor considérable ces dernières années. L'idée de base est d'utiliser des algorithmes appropriés pour trouver des solutions aux équations décrivant le mouvement du fluide.

Sagaut [75] a rapporté que les simulations numériques sont utilisées pour deux types d'objectifs. Le premier est d'accompagner la recherche fondamentale. En décrivant mieux les mécanismes physiques de base régissant la dynamique des fluides. Ce type d'étude nécessite que la simulation numérique produise des données de très haute précision et la simulation doit prendre en compte toutes les échelles spatio-temporelles affectant la dynamique de l'écoulement. Le second est pour les analyses d'ingénierie, où les caractéristiques de l'écoulement doivent être prédites dans la phase de conception de l'équipement, afin de réduire le coût et le temps nécessaire pour développer un prototype. Avec une de la sécurité du système en des points de fonctionnement éloignés et critiques.

2.2. Caractéristiques de la turbulence

Les caractéristiques et les propriétés des écoulements turbulents représentent la solution des équations de Navier-Stokes tridimensionnelles instationnaires. Le célèbre dessin de Léonard de Vinci (figure 2.1) qui illustre la chute d'eau dans un réservoir où l'écoulement semble être chaotique, mais certainement pas aléatoire si on définit l'aléatoire comme complètement déterminé par le hasard. La turbulence existe dans les structures de type vortex, souvent appelées tourbillons, avec la vitesse mesurée en deux points voisins est corrélée en fonction de la distance entre

ces positions et le temps. Cette corrélation n'existe pas pour un processus purement aléatoire, donc la turbulence comporte des structures chaotiques de type vortex de dimensions variables [76]. Il faut cependant souligner que tous les écoulements chaotiques ne sont pas turbulents (par exemple des vagues à la surface de l'océan ou un bruit acoustique).



Figure 2.1 : Dessin de la chute d'eau dans un réservoir de Léonard de Vinci [76].

On commence par la structure de turbulence avec les plus grandes dimensions ou plutôt la macrostructure. La macrostructure est associée à une échelle de longueur L et une échelle de vitesse U . Ces échelles sont directement liées à la géométrie de l'écoulement. En effet, le nombre de Reynolds pour ces échelles est très grand, c'est-à-dire $Re = UL/\nu \gg 1$ où ν est la viscosité cinématique du fluide. Cela signifie que les processus non linéaires dominent la macrostructure, alors que les effets visqueux sont négligeables. La macrostructure est donc essentiellement décrite par la limite $Re \rightarrow \infty$. Par conséquent, la macrostructure est indépendante du nombre de Reynolds. ν est le seul paramètre déterminé par le fluide et contenu dans le nombre de Reynolds, avec la structure à grande échelle indépendante de ce paramètre. A partir de cette similitude avec le nombre de Reynolds, on conclut que la turbulence est une propriété de l'écoulement, pas du fluide [76].

La turbulence est caractérisée par une forte dissipation et diffusion. Un écoulement turbulent perd rapidement son énergie cinétique et se désintègre rapidement. L'énergie cinétique (e) est donnée par unité de masse, son échelle est $e \sim U^2$,

indiquant que la macrostructure contient la plus grande partie de l'énergie cinétique. Donc, l'équation de dissipation s'écrit comme suit :

$$\frac{de}{dt} = -\varepsilon \quad 2.1$$

Où ε représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique qui est de l'ordre de :

$$\varepsilon \propto \frac{U^3}{L} \quad 2.2$$

Ce résultat est le plus important dans la théorie de la turbulence, en d'autres termes, le taux de dissipation varie avec la macrostructure, appelée la relation de Kolmogorov, ce qui signifie qu'un tourbillon turbulent avec de l'énergie de l'ordre de $\sim U^2$ perd son énergie en une seule échelle de temps $\Gamma = L/U$, ou le tourbillon se décompose par instabilité à chaque période de l'ordre de $\sim \Gamma$ en petits tourbillons.

La macrostructure perd son énergie par des processus d'instabilité dans une échelle de temps caractéristique. L'énergie cinétique peut dissiper par frottement visqueux ce qu'elle transforme en chaleur. Cette dissipation visqueuse se produit à l'échelle microscopique, car le gradient de vitesse est très faible à ces petites échelles où le frottement n'est pas négligé.

Le paramètre essentiel de la microstructure est la viscosité ν . Pour les échelles décrivant la macrostructure, U et L n'ont pas d'importance directe sur la microstructure, car il y aura une perte d'information de la macrostructure dans les processus d'instabilité où les tourbillons plus grands se décomposent en tourbillons plus petits. Le seul paramètre d'importance physique pour la microstructure est la quantité d'énergie par unité de temps (ε) qui est dissipée. Cependant, les paramètres d'échelle pour la microstructure sont ν et ε . Avec ceci, les échelles microscopiques de la longueur, du temps et de la vitesse peuvent être définies respectivement comme suit [76]:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad \tau = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad v = (\nu\varepsilon)^{\frac{1}{4}} \quad 2.3$$

Ces échelles dites « les échelles de Kolmogorov ». Pour la microstructure, le nombre de Reynolds devient $Re = \eta v / \nu = 1$. Cela reflète que la microstructure est dominée par le frottement.

La combinaison des expressions (2.2) et (2.3) donne le rapport entre l'échelle de longueur macroscopique L et l'échelle de longueur de Kolmogorov η :

$$\frac{L}{\eta} \sim Re^{3/4} \quad 2.4$$

Cette mise à l'échelle implique que $L \gg \eta$ pour des Re grands. En effet, il représente le découplage dynamique de la macrostructure et de la microstructure, à condition que le nombre de Reynolds soit suffisamment grand.

On présume que la macrostructure est alimentée par l'énergie tirée de l'écoulement moyen à travers les processus d'instabilité. Ces grands tourbillons énergétiques sont à leur tour instables et se décomposent en petits tourbillons. Ce processus est connu sous le nom de cascade d'énergie. La dissolution des tourbillons plus grands en plus petits se poursuit jusqu'à la microstructure, où l'énergie cinétique est dissipée en chaleur par frottement visqueux.

2.3. Equations de Navier Stokes

Dans un espace physique, où le champ de vitesse $u = (u_1, u_2, u_3)$ est exprimé dans un système de coordonnées cartésiennes avec une référence $x = (x_1, x_2, x_3)$, les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible newtonien isotherme s'écrivent [75] :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2.5$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad i = 1, 2, 3 \quad 2.6$$

Où $p = P/\rho$ et ν sont, respectivement, la pression statique et la viscosité cinématique.

2.3.1. Simulation numérique directe

Les équations de mouvement sont intégrées par la simulation numérique directe (DNS) pour résoudre les champs de vitesse et de pression pour des conditions initiales et limites données. Une description superficielle de la méthode (DNS) est donnée dans cette partie, pour plus de détails, les travaux de Moin et Mahesh [77] ont rapporté une description approfondie.

L'objectif de la (DNS) est de résoudre l'ensemble complet des équations de mouvement sans s'appuyer sur aucune modélisation de la turbulence. Ceci implique que toutes les macrostructures et les microstructures sont résolues par la grille sur laquelle l'écoulement est calculé par l'intégration temporelle des équations discrétisées. On suppose que la grille a une résolution spatiale donnée par :

$$\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3} \quad 2.7$$

Où Δ_x , Δ_y et Δ_z sont les dimensions d'une cellule de grille dans les directions x, y et z, respectivement. Afin de résoudre à la fois les macro et micro structures, il est nécessaire que le domaine de simulation soit assez grand pour contenir les mouvements à grande échelle d'une taille (L), alors que la résolution spatiale Δ devrait être suffisamment petite pour résoudre l'échelle de Kolmogorov η . Cela implique que le nombre total de cellules (N) de la grille dans la simulation se calcule par la relation :

$$N \approx \left(\frac{L}{\eta} \right)^3 = O(\text{Re}^{9/4}) \quad 2.8$$

De plus, le pas de temps Δt doit être suffisamment petit pour capter l'échelle de temps de Kolmogorov τ , tandis que l'intégration totale doit être suffisamment longue pour couvrir l'échelle temporelle intégrale (Γ). Étant donné que $\Gamma = L/U$ on obtient :

$$\frac{\Gamma}{\tau} \approx \text{Re}^{1/2} \quad 2.9$$

L'estimation de l'effort de calcul total exigé pour une simulation par la (DNS), c'est-à-dire le nombre total de calculs requis est :

$$N \times M = O(\text{Re}^{9/4}, \text{Re}^{1/2}) = O(\text{Re}^{11/4}) \quad 2.10$$

Où (M) est le nombre total de pas de temps. Par conséquent, l'effort de calcul pour la (DNS) se développe quasiment presque avec le cube du nombre de Reynolds. Ceci est très défavorable, par conséquent, la (DNS) a été principalement limitée à des nombres de Reynolds plutôt faibles et modérés avec des géométries de l'écoulement simplifiées et génériques, telles que des canaux et des tuyaux.

2.3.2. L'idée de la simulation des grandes échelles

La turbulence est un phénomène multi-échelle avec un large spectre d'échelles du mouvement du fluide. Les grandes et petites échelles ont des caractéristiques assez différentes qui sont résumées dans le tableau 2.1. L'idée de (LES) est de calculer explicitement le mouvement des grandes échelles (ou des tourbillons) par la résolution des équations tridimensionnelles instationnaires et de modéliser le mouvement des petites échelles. Afin d'éviter le problème de la (DNS) pour résoudre le mouvement dissipatif à petite échelle qui nécessite énormément d'efforts de calcul, avec ces petites échelles qui ne représentent qu'une petite partie du spectre, il est plus universel et donc plus facile à modéliser que le mouvement à grande échelle.

Tableau 2.1 : Différences entre les grandes échelles et les petites échelles de la turbulence [78]

Grande échelle	Petite échelle
<ul style="list-style-type: none"> ● Produit par écoulement moyen ● Dépend de la géométrie et des limites ● Organisée ● Exige une description déterministe ● Inhomogène ● Anisotrope ● Longue vie et énergétique ● Diffusive <p>⇒ Difficile à modéliser</p> <p>⇒ modèle universel impossible</p>	<ul style="list-style-type: none"> ● Produit par grandes échelles ● Universel ● Désorganisée ● Peut-être modélisée statistiquement ● Homogène ● Isotrope ● Courte vie et non énergétique ● Dissipative <p>⇒ Facile à modéliser</p> <p>⇒ Modèle universel possible</p>

Les grandes échelles extraient de l'énergie à partir de l'écoulement moyen et la transfèrent à des échelles plus petites à travers la cascade d'énergie, c'est-à-dire

que l'énergie cinétique est retirée par le mécanisme de dissipation. La première étape dans la réalisation de la simulation des grandes échelles est de séparer le mouvement turbulent des grandes échelles des petites échelles afin de résoudre les premières et de modéliser les dernières. La figure 2.2 illustre ce concept. Une importance est donnée à la séparation qui doit être réalisée dans une région spectrale où seul le transfert d'énergie a lieu (c'est-à-dire sans apport d'énergie du mouvement moyen, pas de dissipation), ou plutôt la région dite inertielle, de sorte que les tourbillons énergétiques (qui contiennent la plus grande partie de l'énergie, soit 80-90%) dépendants des conditions aux limites soient résolus, et que seul le mouvement dissipatif doive être modélisé. La séparation d'échelle est en pratique souvent dictée par la finesse de la grille. La (LES) peut être considérée comme une méthode qui résout le plus de mouvements possibles d'un écoulement sur une grille abordable. Il est difficile de le faire par la simulation directe (DNS).

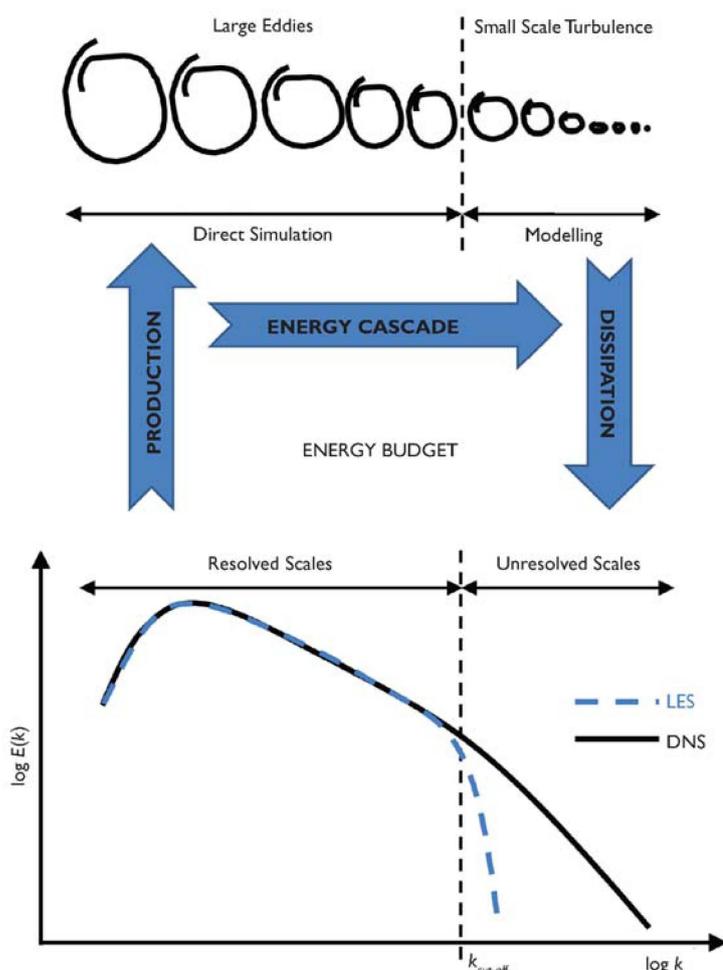


Figure 2.2 : (LES) en relation avec le spectre d'énergie [79].

2.3.3. Simulation des grandes échelles

2.3.3.1. Equations de Navier Stokes filtrées

Le filtrage spatial de (LES) supprime le mouvement de petite échelle, les grandeurs locales instantanées f sont divisées en quantités résolues \bar{f} et déviation par rapport à la quantité résolue f' :

$$f = \bar{f} + f' \quad 2.11$$

La suppression du mouvement à petite échelle et le calcul des grandes échelles sont effectués principalement par la grille, car sur une grille donnée, seuls les mouvements avec des échelles plus grandes que la taille du maillage peuvent être résolus ; les autres tombent à travers le maillage.

La quantité résolue \bar{f} est définie dans la méthode de filtrage comme :

$$\bar{f}(r, t) = \int_D G(r, r', \Delta) f(r', t) dV' \quad 2.12$$

Où r est l'emplacement de résolution de \bar{f} et r' est l'emplacement considéré pour l'intégration spatiale de f ; l'intégration est effectuée sur tout le domaine de l'écoulement D , avec G la fonction de filtre de largeur Δ . Cette largeur est normalisée de sorte que

$$\int_D G(r, r', \Delta) dV' = 1 \quad 2.13$$

Sur une seule direction spatiale, l'équation (2.12) devient :

$$\bar{f}(x_i, t) = \int_{D_i} G(x_i, x'_i, \Delta) f(x'_i, t) dx'_i \quad 2.14$$

Les fonctions de filtrage les plus utilisées sont illustrées dans la figure 2.3. On a le filtre 'top-hat' avec la fonction $G = \frac{1}{\Delta}$ correspondant à la zone $|x - x'_i| \leq \Delta/2$. En dehors de cette zone, la fonction G prend une valeur nulle. Le filtre passe-bas coupe toutes les fluctuations au-delà d'un certain nombre d'onde $k_{cut-off}$ dans le spectre. L'inconvénient de ce filtre est de fournir une fonction oscillatoire dans

l'espace physique [80]. Le filtre de Gauss est progressif et va donc compter une part de petits tourbillons dans la définition des échelles explicites. Néanmoins, ce filtre est utilisable aussi bien dans l'espace physique que dans l'espace spectral et donne souvent les meilleurs résultats [80].

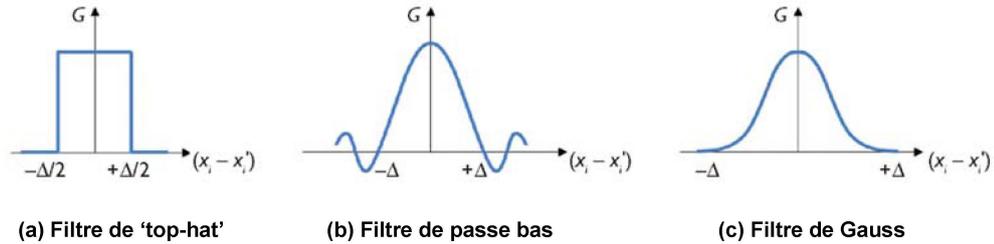


Figure 2.3 : Fonctions de filtrage G généralement utilisées dans (LES) [79].

L'application de l'opération de filtrage aux équations (2.5) - (2.6) conduit aux équations filtrées suivantes :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2.15$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} \quad 2.16$$

Le terme non linéaire $u_i u_j$ dans les équations de Navier-Stokes (2.6) est l'origine du terme filtré $\overline{u_i u_j}$ dans les termes de convection. L'expression finale des termes de convection est :

$$\tau_{ij}^{SGS} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad 2.17$$

Elle présente l'effet des fluctuations de la partie non-résolue sur la partie résolue, agissant comme des contraintes, qui sont donc appelées des contraintes d'échelle de sous-maille.

2.3.3.2. Modèle de sous-maille

Comme indiqué dans la dernière partie, le filtrage spatial des équations de Navier-Stokes introduit la contrainte d'échelles de sous-maille τ_{ij}^{SGS} non-filtrée et représente les effets de la turbulence à petite échelle sur la partie filtrée. Une façon de prendre en compte cet effet consiste à utiliser un modèle de sous-maille explicite pour τ_{ij}^{SGS} . L'objectif principal d'un modèle de sous-maille est de dissiper une quantité exacte de l'énergie à partir de l'écoulement à grande échelle résolu, et de permettre un échange d'énergie physiquement réaliste entre les échelles résolues. Les interactions les plus importantes à modéliser par le modèle de sous-maille sont celles entre les plus grandes échelles non résolues (de sous-maille) et les plus petites échelles résolues. En fait, la limite entre les échelles résolues (plus grandes) et non résolues (plus petites) se situe dans la région inertielle (indiquée par la ligne pointillée dans le spectre d'énergie de la figure 2.2). L'effet du modèle de sous-maille sur la distribution spectrale de l'énergie est visible au voisinage du nombre d'ondes de coupure. Au-delà de ce nombre d'ondes, c'est-à-dire à des échelles plus petites, le modèle de sous-maille de (LES) provoque une dissipation d'énergie beaucoup plus rapide que dans la (DNS).

La figure 2.4 montre l'effet de la largeur du filtre, pour le spectre de gauche, une largeur de filtre assez grande est utilisée et donc un petit nombre d'ondes de coupure est obtenu. Ainsi, la quantité d'échelles non résolues est relativement grande, de sorte qu'un effort plus important de modélisation de sous-maille est nécessaire, en particulier lorsque les échelles non résolues représentent des tourbillons anisotropes contenant de l'énergie. Cette approche est communément appelée simulation des très grandes échelles (VLES). D'autre part, lorsqu'une largeur de filtre considérablement plus petite est choisie pour que le nombre d'ondes de coupure soit à l'autre extrémité de la région inertielle (le spectre à droite de la figure 2.4), une plus grande partie du mouvement est résolue et des modèles de sous-maille simples peuvent être utilisés.

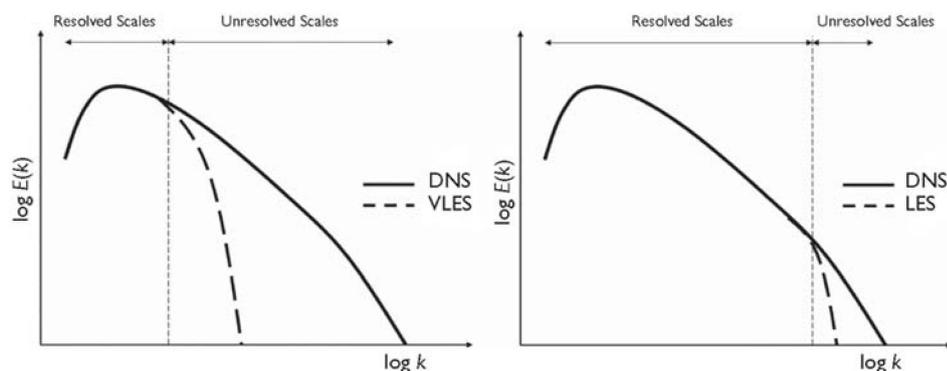


Figure 2.4 : Effet de la largeur du filtre sur les spectres d'énergie de (LES) par rapport à la (DNS) [79].

Une exigence importante d'un modèle de sous-maille est de fournir une dissipation de l'énergie physiquement correcte, qui est le seul moyen de retirer l'énergie cinétique turbulente des échelles résolues. Une dissipation trop importante augmentera artificiellement les flux diffusifs conduisant à une diminution excessive des échelles résolues (comme illustré par le spectre de gauche sur la figure 2.5), ce qui diminue la précision de la simulation. Une dissipation du modèle de sous-maille trop faible entraînera une accumulation d'énergie autour du nombre d'onde de coupure (spectre de droite de la figure 2.5). Cela se traduit par une solution numérique instable.

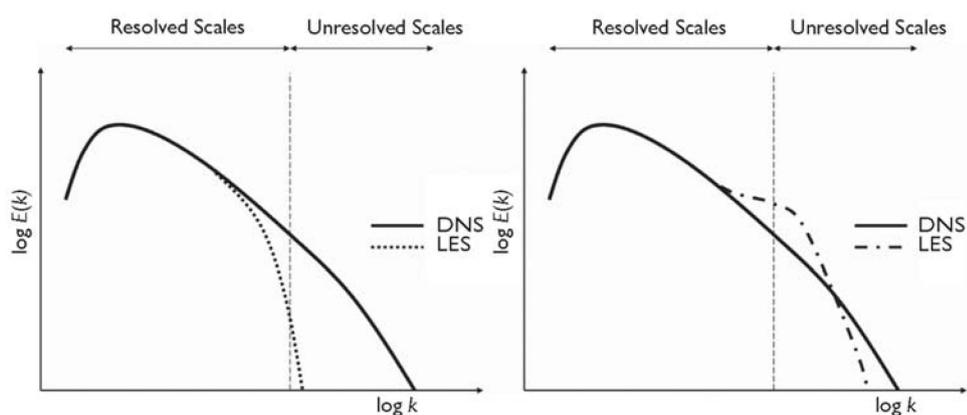


Figure 2.5 : Effet de la dissipation d'énergie de sous-maille sur les spectres d'énergie de (LES) [79].

Généralement, le tenseur de contrainte d'échelle de sous-maillage τ_{ij}^{SGS} est subdivisé en deux parties, isotrope et anisotrope :

$$\tau_{ij}^{SGS} = \underbrace{\tau_{ij}}_{\text{anisotrope}} + \underbrace{\frac{1}{3}\tau_{kk}^{SGS}\delta_{ij}}_{\text{isotrope}} \quad 2.18$$

La partie isotrope du tenseur de contrainte d'échelle de sous-maillage contient la somme des contraintes normales τ_{kk}^{SGS} qui agit comme une pression. Ce composant est donc généralement ajouté au terme de pression filtré, ce qui conduit à une nouvelle variable de pression :

$$P = \bar{p} + \frac{1}{3}\tau_{kk}^{SGS} \quad 2.19$$

Cette séparation de la contrainte isotrope de la partie anisotrope est pratique lorsque l'on utilise des modèles de sous-maille qui relient τ_{ij} anisotrope aux gradients de la vitesse résolue par une viscosité turbulente. L'effort de modélisation principal est ensuite déplacé vers la détermination de la viscosité turbulente ν_t . Les modèles de viscosité turbulente les plus utilisés sont le modèle purement algébrique de Smagorinsky et sa variante dynamique, le modèle WALE et le modèle utilisant une équation de transport pour l'énergie cinétique fluctuante d'échelle de sous-maille k^{SGS} .

2.3.3.3. Modèle de Smagorinsky

Le modèle avec une viscosité de sous-maille le plus populaire est le modèle de Smagorinsky [81]. Par analogie avec la contrainte visqueuse dans les écoulements laminaires, le tenseur des contraintes anisotropes τ_{ij} est estimé par le tenseur filtré du taux de déformation \bar{S}_{ij} , qui implique des gradients de vitesse via une viscosité de sous-maille artificielle (ou turbulente) ν_t , τ_{ij} prend :

$$\tau_{ij} = -2\nu_t\bar{S}_{ij} \quad \text{avec} \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad 2.20$$

Il faut souligner que la viscosité turbulente n'est pas une propriété du fluide, mais caractérise les fluctuations d'échelle de sous-maille non résolues et dépend du champ de vitesse résolu \bar{u}_i . En raison de la décomposition de la contrainte d'échelles de sous-maille en une partie isotrope et une partie anisotrope dans l'équation (2.18), la partie anisotrope peut être combinée avec le terme de contrainte visqueux dans l'équation (2.16) et les deux traités ensemble numériquement.

L'analyse dimensionnelle de la viscosité turbulente donne :

$$\nu_t \propto l q \quad 2.21$$

Où l et q sont respectivement des échelles de longueur et de vitesse caractéristique du mouvement d'échelle de sous-maille.

Dans (LES), les plus grandes échelles de la turbulence non résolue, qui interagissent avec le mouvement résolu, ont une taille de la largeur du filtre Δ . Par conséquent, l'échelle de longueur caractéristique dans le modèle de Smagorinsky est :

$$l = C_s \Delta \quad 2.22$$

dans lequel C_s est la constante de Smagorinsky, un paramètre empirique dont la valeur peut être obtenue à partir de considérations théoriques ou expérimentales. La détermination de l'échelle de vitesse caractéristique peut être faite par analogie avec la théorie de la longueur de mélange de Prandtl [79], avec l'avantage que dans (LES), l'échelle de longueur est déjà connue.

$$q = l \cdot \left| \bar{S}_{ij} \right| = C_s \Delta \left| \bar{S}_{ij} \right| \quad \text{avec} \quad \left| \bar{S}_{ij} \right| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad 2.23$$

L'expression de la viscosité turbulente finale est :

$$\nu_t = l \cdot q = l^2 \left| \bar{S}_{ij} \right| = (C_s \Delta)^2 \left| \bar{S}_{ij} \right| \quad 2.24$$

Ce modèle a un paramètre ajustable qui est la constante de Smagorinsky C_s et supposée constante dans la formulation originale du modèle. Pour la turbulence isotrope, Lilly [82] a prédit une valeur $C_s = 0.165$ en supposant un équilibre local

dans la région inertielle. Pour les écoulements de cisaillement (par exemple, les écoulements de canal), les valeurs optimales se sont révélées être $C_s = 0.065 - 0.1$, ce qui peut donner différentes valeurs de ν_t prédites par le modèle de Smagorinsky.

2.3.3.4. Modèle dynamique

Le principe de la procédure dynamique est de calculer les paramètres du modèle de base (la constante C_s appliquée au modèle de Smagorinsky) en utilisant les informations disponibles sur les plus petites échelles résolues. Germano et al. [83] ont suggéré d'introduire un deuxième filtre, un filtre d'essai, de largeur $\tilde{\Delta}$ plus grande que le filtre original Δ et d'utiliser le même modèle pour calculer les contraintes d'échelle de sous-maille τ_{ij} et les contraintes T_{ij} résultant du deuxième filtre :

$$T_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad 2.25$$

Où le tilde représente la deuxième opération de filtrage. Une autre décomposition de la relation (2.25) est connue sous le nom « identité de Germano » :

$$T_{ij} = -L_{ij} + \tilde{\tau}_{ij} \quad 2.26$$

avec

$$L_{ij} = -\widetilde{u_i u_j} + \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad 2.27$$

Ceci indique la partie des contraintes d'échelle issue du deuxième filtre, elle est située entre les deux filtres Δ et $\tilde{\Delta}$ (voir la Figure 2.6). Ce terme peut être calculé explicitement à partir des vitesses résolues.

Pour déterminer la valeur de la constante C_s dans le modèle de Smagorinsky à partir des plus petites vitesses résolues, il faut trouver une relation entre L_{ij} et C_s .

$$L_{ij} = 2(C_s \Delta)^2 M_{ij} \quad 2.28$$

dans laquelle

$$M_{ij} = \frac{\tilde{\Delta}^2}{\Delta^2} |\tilde{S}_{ij}| \tilde{S}_{ij} - |\overline{S}_{ij}| \overline{S}_{ij} \quad 2.29$$

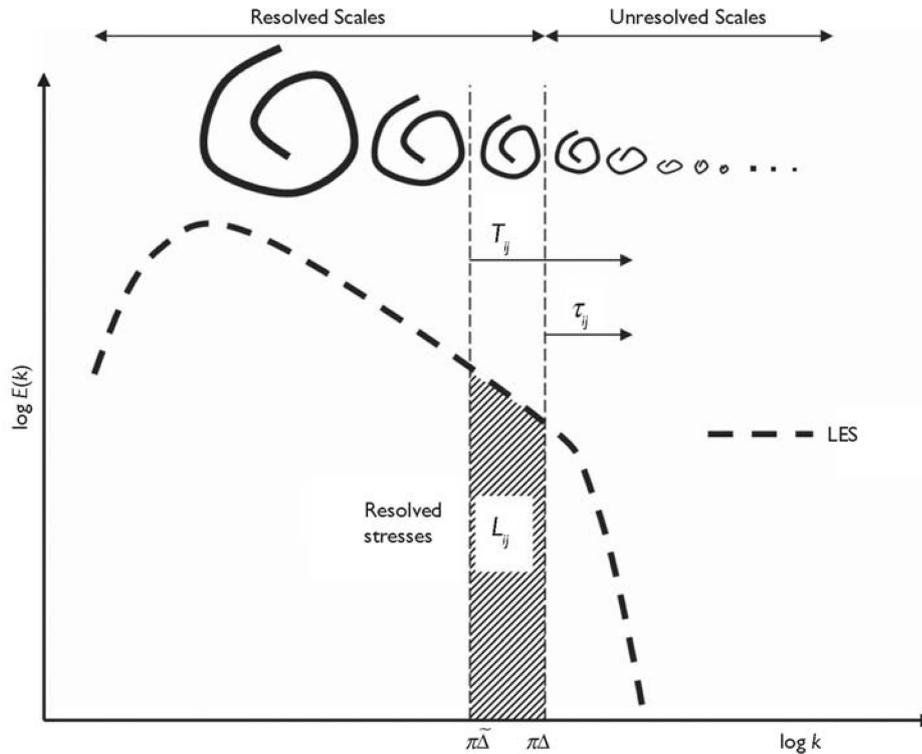


Figure 2.6 : Spectre d'énergie de (LES) résultat du modèle dynamique [79].

Néanmoins, l'équation (2.28) est une équation du tenseur, elle contient six équations indépendantes pour déterminer le paramètre C_s . Il faut mentionner que le rapport de la largeur de filtre $\tilde{\Delta}/\Delta$ est généralement choisi égal à 2.

Le calcul du paramètre C_s à chaque pas de temps basé sur le champ d'écoulement résolu est appelé la procédure dynamique. Un avantage de la version de procédure dynamique du modèle Smagorinsky est qu'il prédit correctement le comportement de ν_t près des surfaces solides sans nécessiter de fonctions empiriques. De plus, il prédit des valeurs nulles de ν_t dans un écoulement laminaire et ne nécessite pas de corrections spéciales pour tenir compte des effets de rotation et de stratification.

2.3.3.5. Modèle WALE

Il s'agit d'un modèle de viscosité turbulente relativement simple qui peut prendre en compte les effets de paroi sans utiliser de fonctions d'amortissement de la paroi. Nicoud et Ducros [84] ont proposé d'utiliser l'information du tenseur de gradient de vitesse résolu $g_{ij} = \partial \bar{u}_i / \partial x_j$ pour calculer la viscosité turbulente. Le modèle WALE utilise le carré du tenseur de gradient de vitesse pour calculer la viscosité turbulente, donné par la relation :

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{|(G_{ij}^a)|^{6/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + |(G_{ij}^a)|^{5/2}} \quad 2.30$$

Où G_{ij}^a est le carré de $G_{ij} = \frac{1}{2}(g_{ik}g_{kj} + g_{jk}g_{ki})$, et C_w est une constante du modèle pour laquelle des valeurs comprises entre 0.45 et 0.5 ont été recommandées sur la base des simulations de turbulence homogène isotrope [84]. L'un des avantages de ce modèle est qu'il prédit correctement le comportement de la viscosité turbulente à proximité des surfaces solides. Un autre avantage est que le modèle WALE peut être appliqué à des géométries complexes avec des grilles structurées ou non structurées, car aucun filtrage explicite n'est associé à l'introduction d'un deuxième filtre comme dans la procédure dynamique. De plus, malgré l'utilisation d'un coefficient constant, le modèle prédit une valeur nulle de ν_t dans le cas d'un écoulement de cisaillement laminaire.

2.3.4. Approches statistiques

La modélisation statistique de la turbulence est une approche qui consiste à utiliser la moyenne de Reynolds. L'opération de moyenne permet de décomposer toute quantité en une valeur moyenne et une fluctuation. Si l'opération de moyenne est appliquée aux équations du mouvement d'un fluide, nous obtenons les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS : Reynolds Averaged Navier-Stokes), qui décrivent l'évolution des quantités moyennes. Les effets des fluctuations turbulentes apparaissent dans le tenseur de Reynolds, qui doit être modélisé pour fermer le système. Une gamme très importante de modèles pour le tenseur de Reynolds est disponible. Un récapitulatif des modèles utilisés par cette approche et même les approches, discutées préalablement, est donné dans la figure 2.7.

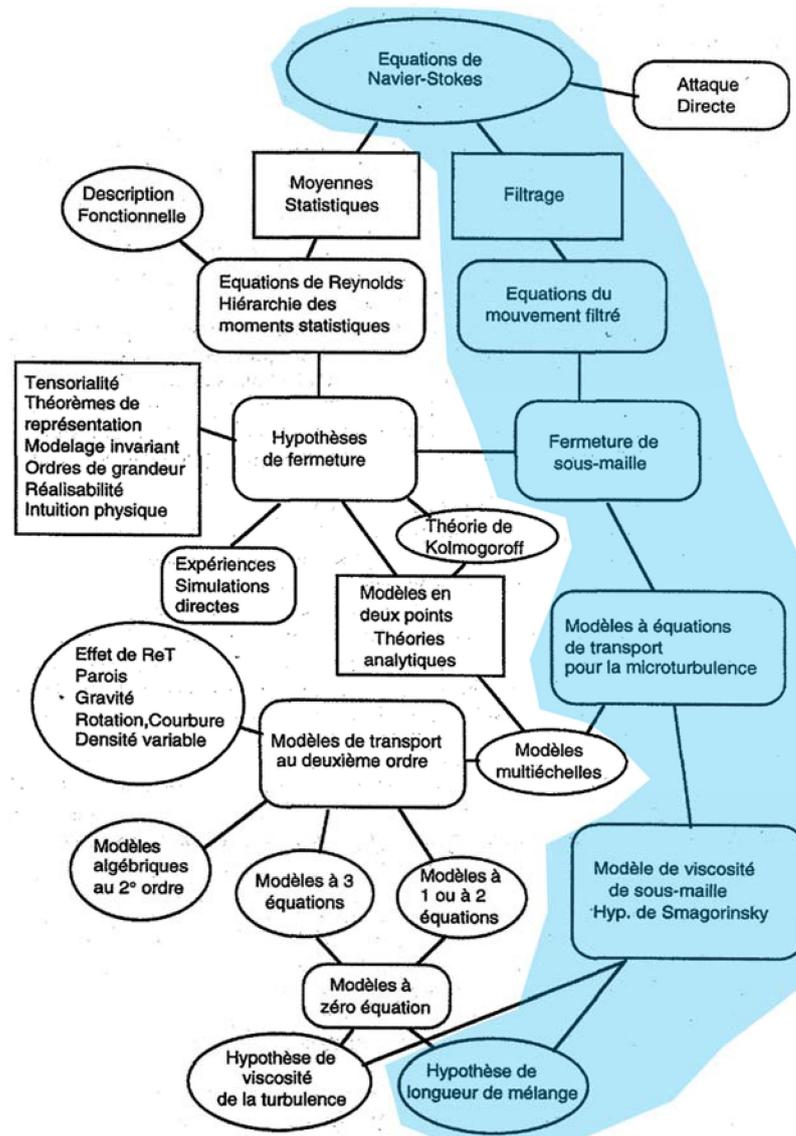


Figure 2.7 : Récapitulatif des méthodes de résolution des équations de N-S [80]

2.4. Conclusion

La littérature montre que la turbulence est une propriété de l'écoulement et non du fluide. Pour la résolution mathématique des équations régissant un écoulement turbulent, trois niveaux de description sont disponibles, la simulation directe, la simulation de grandes échelles et l'approche statique. L'approche de la simulation des grandes échelles permet d'éviter les moyens de calcul énormes exigés par la simulation directe. Néanmoins, une bonne présentation des grandes échelles dominant l'écoulement et caractérisent l'écoulement autour d'un cylindre.

CHAPITRE 3

CONTROLE DE L'ECOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PAR OSCILLATION ROTATIVE

3.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats du contrôle par oscillation rotative. L'équation (3.1) présente la forme mathématique des oscillations rotatives imposées sur le cylindre avec θ_{osc} et F_{osc} , qui sont respectivement l'amplitude et la fréquence de contrôle par oscillation rotative [63]:

$$\theta = \theta_{osc} \sin(2\pi F_{osc} t) \quad 3.1$$

Pour la mise en œuvre numérique de ce mouvement oscillant rotatif, il faut ajuster le mouvement du cylindre à travers la fonction "DEFINE_ADJUST". Cette fonction peut également introduire des changements de pression, de vitesse, calculer des intégrales (par exemple, d'intégrer une quantité scalaire sur un champ, ajuster les conditions aux limites sur la base des résultats obtenus). Elle est exécutée au début de chaque itération avant de commencer la résolution des équations de transport.

On peut réécrire les paramètres de contrôle sous une forme adimensionnelle :

$$\Omega = \frac{\theta_{osc} d}{2 U_0} \quad 3.2$$

$$F_R = \frac{F_{osc}}{F_n} \quad 3.3$$

Où Ω et F_R sont respectivement l'amplitude et la fréquence adimensionnelles du contrôle par oscillation rotative, d le diamètre du cylindre, U_0 la vitesse de l'écoulement libre et F_n la fréquence naturelle d'émission tourbillonnaire.

3.2. Description du domaine de calcul

Le domaine de calcul représenté sur la figure 3.1 a été utilisé pour simuler l'écoulement autour d'un cylindre stationnaire pour $Re = 3900$. La longueur d'extrusion dans la direction d'envergure (Z) utilisée pour tous les cas est égale à $\pi \times d$. Cette longueur a été utilisée dans plusieurs études de Mittal [85], Mittal et Moin [18], Breuer [19], Kravchenko et Moin [86], Franke et Frank [87], Parnaudeau et al. [17], Mohammad et al. [88], Lysenko et al. [89], Wornom et al. [22], Kim et al. [90], Sidebottom et al. [26], Taghinia et al. [27] et Alemi et al. [91]. Les dimensions du domaine sont $28d \times 16d \times \pi d$ dans les directions longitudinale (X), transversale (Y) et dans le sens de l'envergure (Z) respectivement. Une vitesse uniforme sans turbulence artificielle a été imposée à l'entrée. Les conditions de surface en haut (Y_{max}) et en bas (Y_{min}) ont été considérées comme 'velocity inlet', et la symétrie a été utilisée dans les extrémités d'envergure pour ($Z_{min} = 0$) et ($Z_{max} = \pi d$).

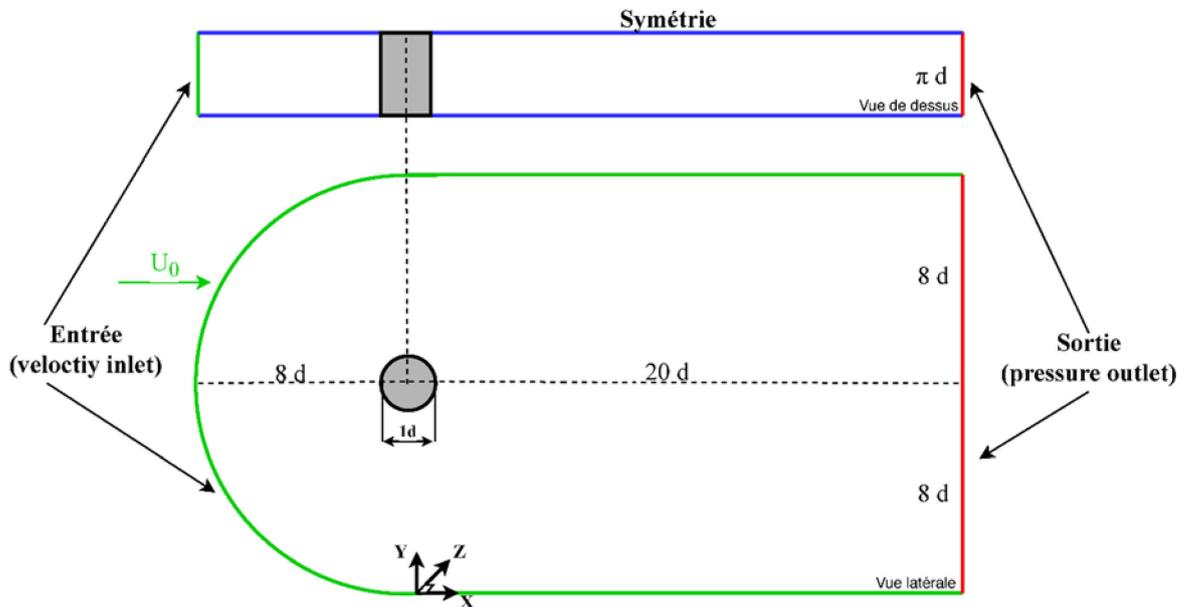


Figure 3.1 : Description du domaine de calcul.

Un maillage structuré de type hexaédrique a été utilisé (voir figure 3.2), il est raffiné autour du cylindre ($Y^+ \approx 1$) pour capturer les différents phénomènes d'écoulement.

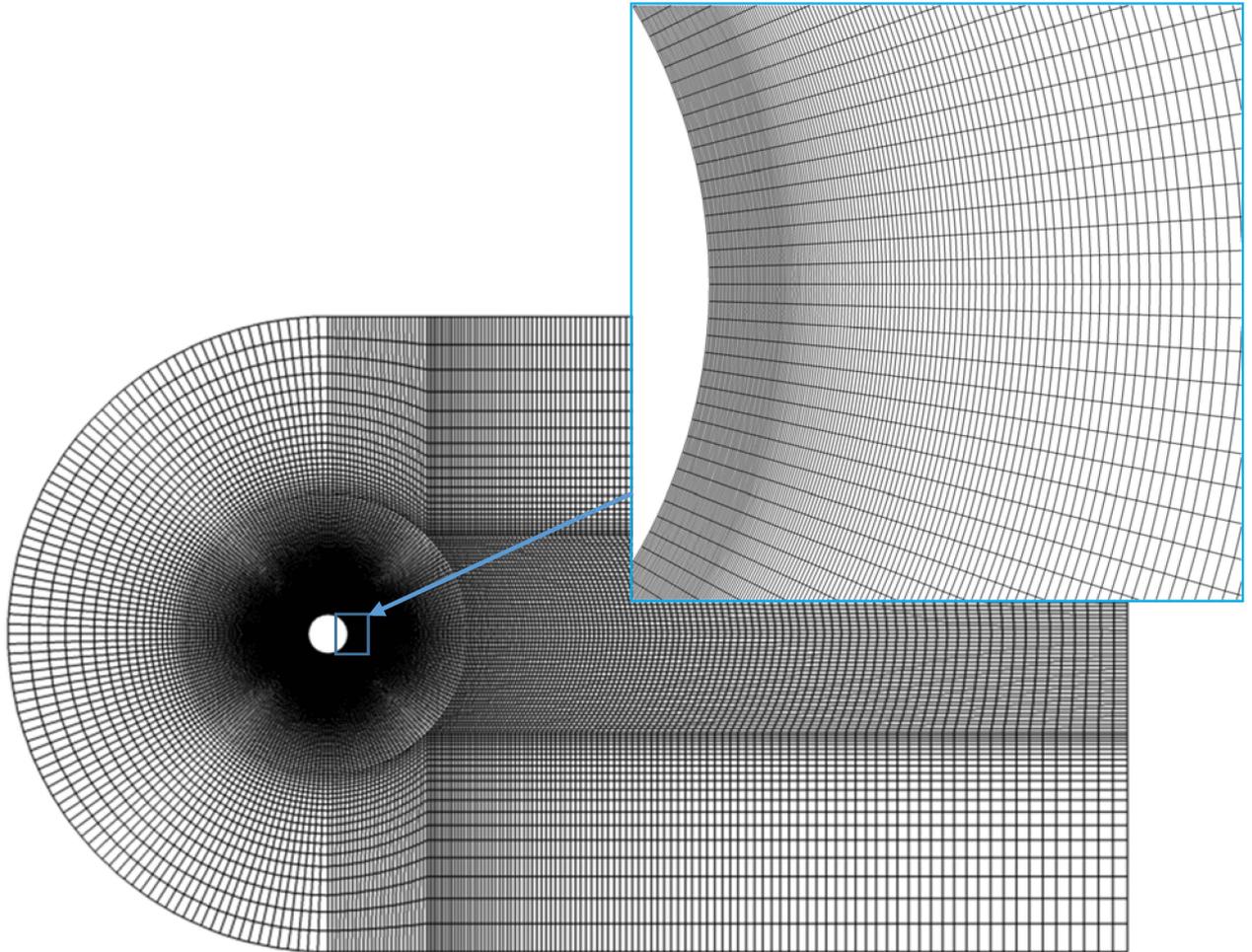


Figure 3.2 : Qualité du maillage.

3.3. Paramétrage de calcul

Le code aux volumes finis " ANSYS Fluent " [92] a été utilisé pour simuler le cas décrit dans la section précédente. La simulation des grandes échelles avec un modèle de sous-maille de Smagorinsky-Lilly est sélectionnée (avec une constante de Smagorinsky, $C_s=0.1$ recommandé pour ce type d'écoulement). Pour le schéma de discrétisation du temps, un schéma du premier ordre a été utilisé. L'ordre supérieur n'est pas disponible en raison de l'activation du maillage dynamique nécessaire pour introduire le contrôle. Pour le schéma de discrétisation de l'espace, le schéma "Bounded Central Differencing" a été sélectionné. Le couplage vitesse-pression a été fourni par un schéma SIMPLEC. Le pas de temps adimensionnel ($\Delta t^+=0.001$) a été utilisé pour toutes les simulations. Le temps de calcul pour une

grille d'un million de nœuds peut dépasser un mois pour un calcul en parallèle sur une machine avec un CPU de 8 cores et 8 GB de mémoire.

3.4. Etude de la sensibilité du maillage

Dans le chapitre précédent on a discuté de la notion de filtre de (LES) où sa taille joue un rôle primordial pour la séparation entre les échelles. La littérature ne fournit pas la taille du maillage ou une méthode afin de sélectionner la meilleure grille. Néanmoins, les auteurs ont donné le nombre de cellules de leurs maillages que l'on peut utiliser comme guide pour la génération du maillage de la présente étude. Afin de comparer nos résultats avec ceux de la littérature, il faut un passage au moyen temporaire, l'écoulement autour d'un cylindre est caractérisé par l'émission tourbillonnaire périodique, pour chaque période on a le détachement d'une paire de vortex. Pour cette partie, on a calculé 30 périodes pour chaque cas, la première quinzaine est allouée pour le développement de l'écoulement, le reste sert à calculer la moyenne des paramètres de l'écoulement.

Le tableau 3.1 montre les différentes grilles utilisées pour cette étude de sensibilité du maillage. Le nombre de cellules selon l'axe longitudinal (N_x) est fixé à 900 cellules, pour le nombre de cellules autour du cylindre (N_r) on a testé trois valeurs (100, 200 et 300), trois valeurs également sont considérées pour le nombre de cellules selon l'envergure ($N_z=4, 8$ et 12). Six grilles ont été générées avec une taille de cellules totales comprises entre 0.4 – 1.6 million de cellules, on constate également que les travaux de Mittal [85], Breuer [19] et Ouvrard et al. [21] ont également utilisé des grilles de l'ordre de 1.5 million de cellules.

Le coefficient de traînée moyen (\bar{C}_D) et le nombre de Strouhal (St) sont utilisés comme critères de test de la grille. Les résultats montrent qu'une résolution de $N_r = 200$ cellules autour du cylindre et 12 cellules selon l'envergure du cylindre sont suffisantes pour obtenir des résultats proches de ceux de l'expérimental. Ceci est attesté par les petites différences entre les résultats obtenus en utilisant la grille 4 et la grille 6 (respectivement 1.4% et 1% pour \bar{C}_D et St), la valeur du nombre de Strouhal pour l'écoulement étudié ici ($Re = 3900$) a été trouvée égale à 0.210 par Lourenco [14]. Les prédictions du nombre de Strouhal de la grille 4 et de la grille 6 sont très proches (différences de 4% et 3% respectivement). Par conséquent, la grille 4 a été choisie pour effectuer les calculs de contrôle par oscillation rotative.

Tableau 3.1 : Différentes résolutions de grille testées.

	N_r	N_z	Cellules	\bar{C}_D	St
Grille 1	100	8	464 160	1.251	0.194
Grille 2	200	4	390 000	1.527	0.196
Grille 3	200	8	780 000	1.259	0.196
Grille 4	200	12	1 170 000	1.158	0.202
Grille 5	300	8	1 095 840	1.301	0.210
Grille 6	300	12	1 643 760	1.142	0.204

3.5. Résultats et discussions

3.5.1. Validation du cas sans oscillation rotative

Le tableau 3.2 donne les quantités d'écoulement prédites par la présente étude numérique (grille 4) comparées avec les résultats expérimentaux et numériques rapportés dans la littérature. Les résultats sur le coefficient de traînée moyenne, le coefficient moyen de pression de base et l'angle de séparation sont en accord avec les prédictions numériques de Breuer [19], Mittal [85], Sidebottom et al. [26], et Ouvrard et al. [21]. Dans ces investigations, la taille du maillage utilisée est du même ordre que celle de la présente étude. En ce qui concerne la longueur de la zone de recirculation, une sous-estimation a été trouvée en comparant avec celle de l'expérimental, mais elle est en un bon accord avec les prédictions de simulation d'Ouvrard et al. [21] et Sidebottom et al. [26].

La transformée de Fourier du signal instantané du coefficient de portance donne le spectre d'énergie en fonction du nombre de Strouhal. Le pic indique le nombre de Strouhal d'émission de tourbillonnaire naturel. Sa valeur est cohérente avec celles de Kahil [20] et Parnaudeau et al. [17].

Tableau 3.2 : Comparaison des quantités d'écoulement pour le cas sans oscillation rotative

	Auteur	\bar{C}_D	\bar{C}_L	C'_D	C'_L	$-\bar{C}_{pb}$	θ_{sep}	L_r / d	St
expérimentale	Lourenco [14]	0.98 ± 0.05	-	-	-	0.9 ± 0.05	85 ± 2	1.33 ± 0.2	0.215 ± 0.005
	Parnaudeau et al. [17]	-	-	-	-	-	88	1.51 ± 0.15	0.208 ± 0.002
L.E.S	Kahil [20]	1.02	-8×10^{-5}	0.033	0.137	0.93	86	1.49	0.207
	W. Sidebottom et al. [26]	1.32	-	-	-	0.97	83.9	1.03	0.199
	Mittal [85]	1.2	-	-	-	1.28	89	-	-
	Breuer [19]	1.099	-	-	-	1.049	87.9	1.115	-
	Ouvrard et al. [21]	1.16	-	0.072	0.519	1.17	-	0.81	0.212
	Présente étude	1.158	8×10^{-4}	0.099	0.316	1.12	91.8	0.95	0.202

3.5.1.1. Distribution du coefficient de pression moyen

Une comparaison des résultats numériques du coefficient de pression moyen de la présente étude avec les résultats expérimentaux de Norberg [93] ($Re = 4020$) et les résultats de simulation numérique de Mittal [85] et Breuer [19] ($Re = 3900$) sont montrés sur la figure 3.3. Une bonne correspondance avec les résultats de la simulation numérique de Mittal [85] et Breuer [19] est obtenue alors que de petits écarts sont trouvés entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux de Norberg [93] en raison du nombre de Reynolds légèrement supérieur ($Re = 4020$).

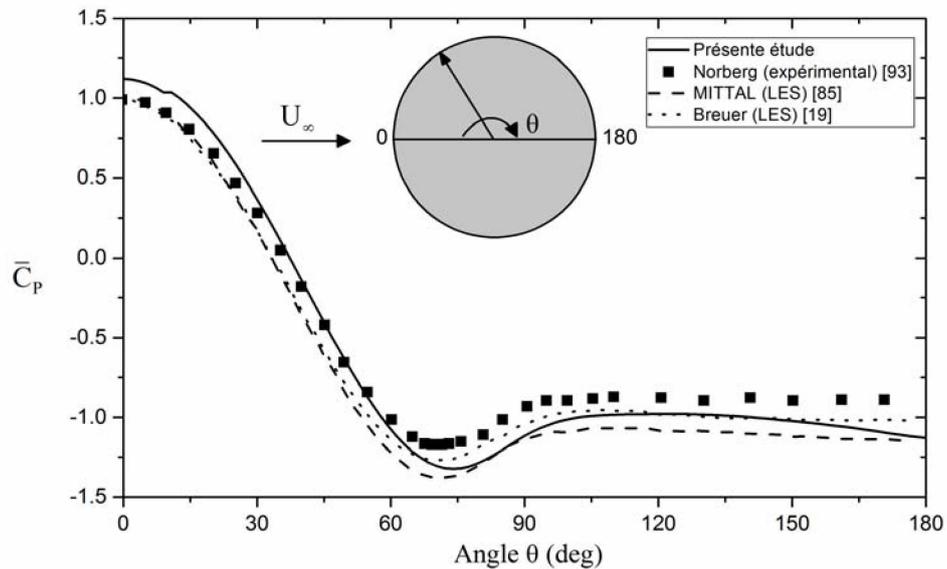


Figure 3.3 : Distribution du coefficient de pression moyen.

3.5.1.2. Distribution du coefficient de frottement moyen

Cet écoulement ($Re=3900$) appartient au régime subcritique, dont la couche limite est entièrement laminaire, la séparation de la couche limite et provoquée par le gradient de pression défavorable qui commence autour de $\theta = 70^\circ$. La séparation est maintenue jusqu'à l'angle de 91.8° (proche des résultats expérimentaux de Parnaudeau et al. [17] Lourenco [14]), l'angle de séparation a été estimé par la position où le coefficient de frottement moyen est nul. Muddada et Patnaik [6] ont simulé le même cas en utilisant l'approche URANS (2D $k-\epsilon$). Leurs résultats surestiment l'angle de séparation (environ 105°) comme le montre la figure 3.4.

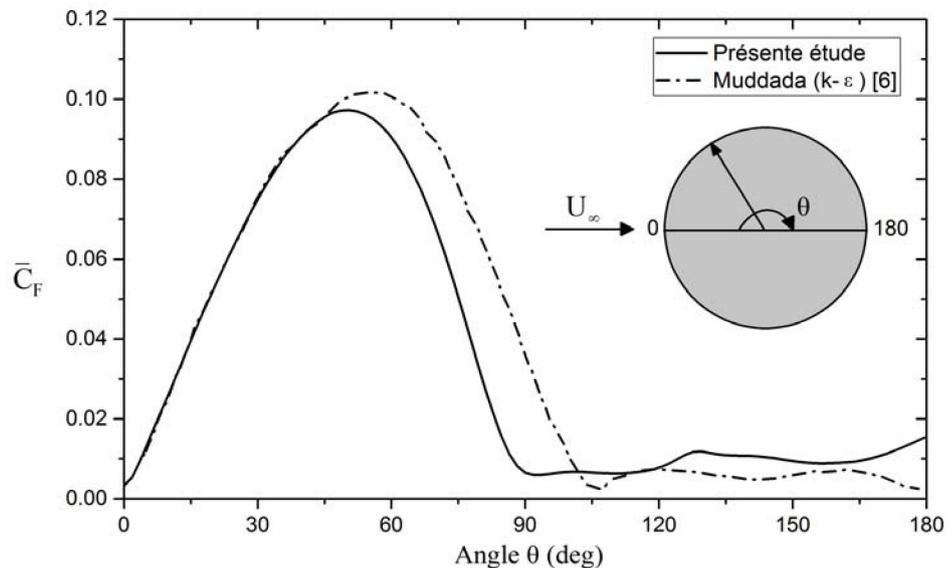


Figure 3.4 : Distribution du coefficient de frottement moyen.

3.5.1.3. Profils de vitesse

Le profil de vitesse moyenne longitudinale (\bar{u}/U_0) le long de l'axe central ($Y/d = 0$) est représenté sur la figure 3.5. La coordonnée où la vitesse moyenne de l'écoulement s'annule représente la longueur de la zone de recirculation. Pour les résultats expérimentaux de Lourenco [14], la turbulence d'entrée a réduit la longueur de la zone de recirculation, ce qui explique pourquoi elle est plus courte que celle mesurée par Parnaudeau et al. [17]. Ainsi, il est bien connu que les schémas de discrétisation et les modèles de sous-maille utilisés ont une influence sur l'estimation de la longueur de la zone de recirculation, comme expliqué par Breuer [19]. Kahil [20] et Meyer et al. [24], le modèle sous-maille de Smagorinsky est adopté dans cette étude. La longueur de recirculation estimée à partir de notre simulation est la plus courte parmi celles prédites par les résultats numériques et expérimentaux rapportés. Ceci est principalement dû à l'utilisation du schéma de discrétisation temporelle du premier ordre, on a vérifié un cas avec un schéma de discrétisation temporelle de second ordre qui montre un très bon accord avec les données numériques et expérimentales disponibles.

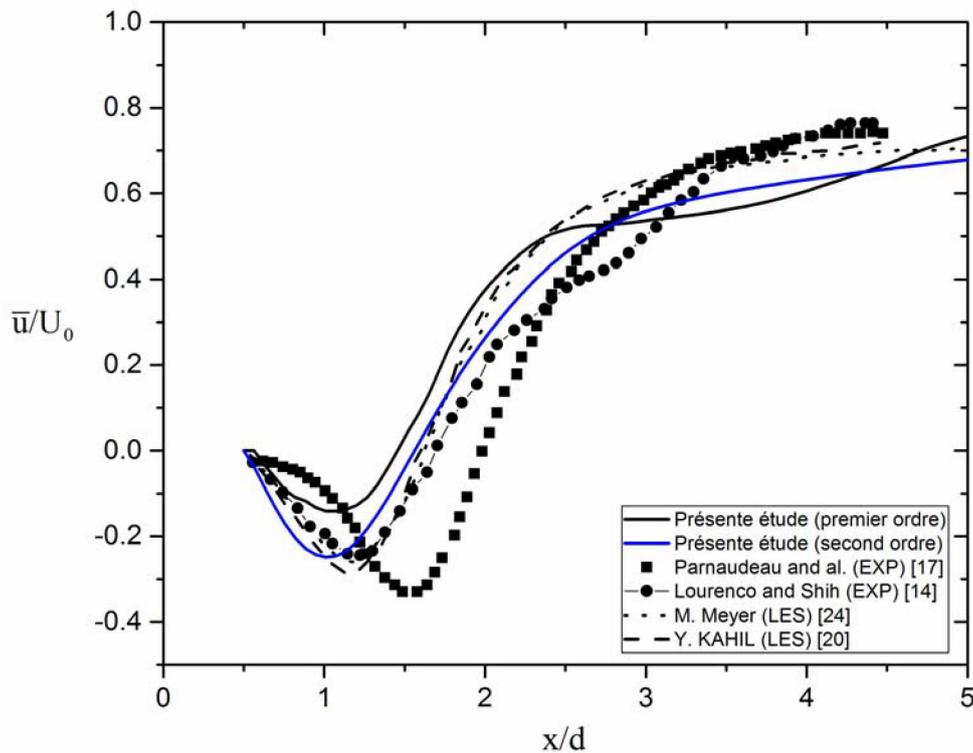


Figure 3.5 : Vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale ($Y/d=0$).

Les profils de vitesse moyenne longitudinale (\bar{u}/U_0) dans le sillage proche derrière le cylindre sont reportés sur la figure 3.6 (a). Une forme (U) est observée dans les régions les plus proches, puis en aval, le profil change et prend une forme (V). Ceci est très cohérent avec les données expérimentales et numériques disponibles dans la littérature. La courte longueur de la zone de recirculation est remarquée dans les positions $x/d = 1.54$ et 2.02 .

Les profils de vitesse transversale moyenne (\bar{v}/U_0) dans les différentes positions (x/d) sont tracés sur la figure 3.6 (b). Une bonne estimation est obtenue en comparant avec les résultats expérimentaux, en particulier pour les positions en aval ($x/d = 1.54$ et 2.02). Il faut mentionner qu'en raison de la faible amplitude de la vitesse transversale, en particulier à $x/d = 0.58$ et 1.06 , les incertitudes dans les mesures dans ces régions sont élevées, comme indiqué par Parnaudeau et al. [17] et Ong et al. [16].

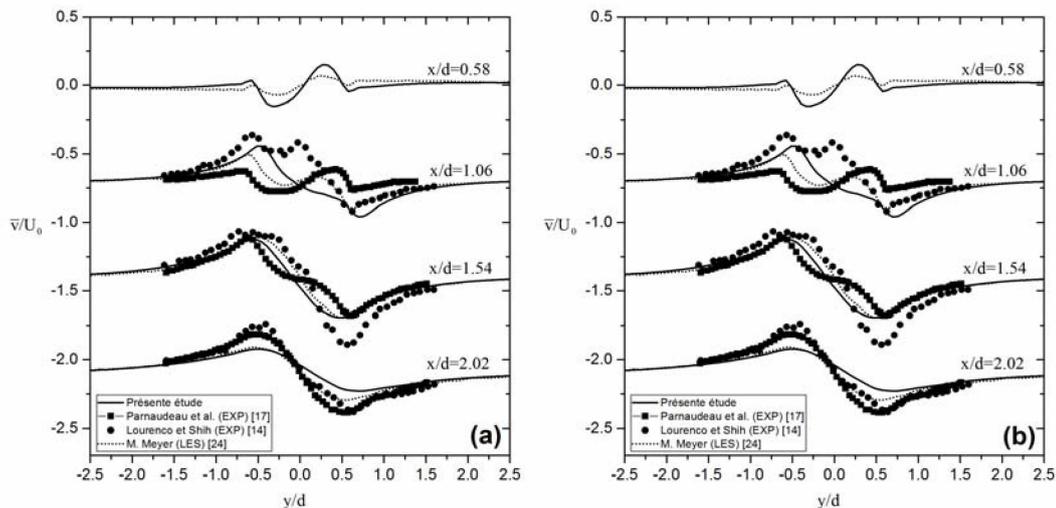


Figure 3.6 : Vitesse moyenne longitudinale et vitesse moyenne transversale dans différentes positions dans le sillage.

3.5.2. Résultats du cas d'oscillation rotative

Après validation du cas stationnaire, la partie qui suit est consacrée à la présentation des résultats du contrôle par oscillation rotative. On a considéré les amplitudes d'oscillation adimensionnelles (Ω) suivantes : 0.5, 1, 2 et 4, avec une large gamme de fréquences d'oscillations adimensionnelles examinées ($F_R=0.5, 1, 2, 4$ et 8).

3.5.2.1. Principaux paramètres moyens de l'écoulement

Un résumé des résultats de l'influence de l'oscillation rotative sur les principaux paramètres de l'écoulement est donné dans le tableau 3.3.

On constate une augmentation du coefficient de traînée moyen (\bar{C}_D) pour les fréquences d'oscillation de 0.5 et 1, l'augmentation de l'amplitude d'oscillation pour la même gamme de fréquence rotative augmente également le coefficient de traînée moyen et peut atteindre trois fois sa valeur nominale (cas $\Omega=4 - F_R=0.5$). Une réduction importante du coefficient de traînée moyen est remarquée pour $F_R=2$ et 4, on constate un taux de réduction de 19%, 34%, 53% et 55% pour les amplitudes 0.5, 1, 2 et 4 respectivement. La fréquence de contrôle la plus élevée testée ($F_R=8$) donne une augmentation du coefficient de traînée moyen pour les faibles amplitudes (0.5 et 1). Pour une amplitude de 2, le coefficient de traînée moyen garde sa valeur naturelle, alors qu'on a une réduction de 20% lors de l'application d'une amplitude de 4.

Les fluctuations du coefficient de traînée (C'_D) ont la même variation que le coefficient de traînée moyen. La valeur minimale est enregistrée pour une fréquence d'oscillation de ($F_R = 4$) pour toutes les amplitudes examinées. Cela entraîne une réduction de 79% des fluctuations du coefficient de traînée.

Le coefficient de portance moyen reste insensible au contrôle par oscillation rotative, quelque soient l'amplitude et la fréquence d'oscillation rotative appliquées, le coefficient de portance garde sa valeur nulle. En revanche, les fluctuations du coefficient de portance (C'_L) ont une évolution similaire à celle du coefficient de traînée moyen c'est-à-dire une augmentation dans les faibles fréquences ($F_R=0.5$ et 1) qui atteint 12 fois la valeur nominale et une réduction de 60 % dans la gamme ($F_R=1$ et 2).

Tableau 3.3 : Influence de l'oscillation rotative sur les principaux paramètres de l'écoulement.

Ω	F_R	\bar{C}_D	\bar{C}_L	C'_D	C'_L	St
0.5	0.5	1.611	0.087	0.3621	1.1352	0.131
	1	1.647	-0.0413	0.2725	0.8320	0.212
	2	1.496	0.0138	0.3594	1.0457	0.134
	4	0.941	0.0091	0.0497	0.1117	0.256 0.769
	8	1.261	-0.0014	0.2218	0.7872	2.695
1	0.5	1.548	0.0019	0.4186	1.9333	0.112
	1	1.656	0.0841	0.1301	1.2696	0.188
	2	0.780	-0.0058	0.1149	0.3831	0.404
	4	0.764	-0.0087	0.0377	0.1988	0.300 0.800
	8	1.220	0.0028	0.0999	0.7326	0.191
2	0.5	3.256	-0.0862	0.640	3.6841	0.091
	1	1.701	0.0323	0.2378	1.0862	0.215
	2	0.685	0.0114	0.1014	0.3246	0.411
	4	0.542	-0.0059	0.0393	0.2684	0.192 0.818
	8	1.158	-0.0422	0.1349	0.5873	0.207
4	0.5	3.416	-0.0935	0.7017	3.3316	0.098
	1	1.397	0.0452	0.2476	1.1130	0.206
	2	0.864	0.0069	0.0891	0.7268	0.393
	4	0.520	0.0062	0.0208	0.1247	0.818
	8	0.909	0.0184	0.0289	0.1634	0.262 1.629
Stationnaire	-	1.158	$8 \cdot 10^{-4}$	0.099	0.316	0.202

Ce contrôle affecte le nombre de Strouhal : on remarque que pour les fréquences ($F_R=0.5$, 1 et 2) et pour toutes les amplitudes examinées, le nombre de Strouhal prend une valeur différente de celle sans contrôle. On constate pour ces cas que le nombre de Strouhal est dominé par le contrôle, et il estime des valeurs proches de

la fréquence de contrôle. Pour les fréquences élevées ($F_R=4$ et 8), le nombre de Strouhal donne deux pics, l'un pour l'émission naturelle et un autre pour le contrôle.

3.5.2.2. Distribution du coefficient de pression moyen

La variation du coefficient de traînée moyen lors de l'application du contrôle peut être expliqué par la distribution du coefficient de pression moyen autour du cylindre, les figures 3.7 – 3.10 donnent la distribution du coefficient de pression moyen pour différentes amplitudes examinées.

L'influence du contrôle par oscillation rotative pour une amplitude de 0.5 est présentée sur la figure 3.7. Pour cette amplitude, la distribution est légèrement influencée. Pour la partie aval de la surface du cylindre (avant 70°), la distribution montre une légère réduction pour toutes les fréquences considérées, sauf la fréquence 0.5, où une légère augmentation est remarquée. Dans la partie aval, le contrôle par oscillation rotative réduit la distribution par rapport à celle du cas naturel, sauf pour la fréquence $F_R=4$, à l'extrémité aval, une augmentation est remarquée, où on a enregistré également une réduction du coefficient de traînée moyen.

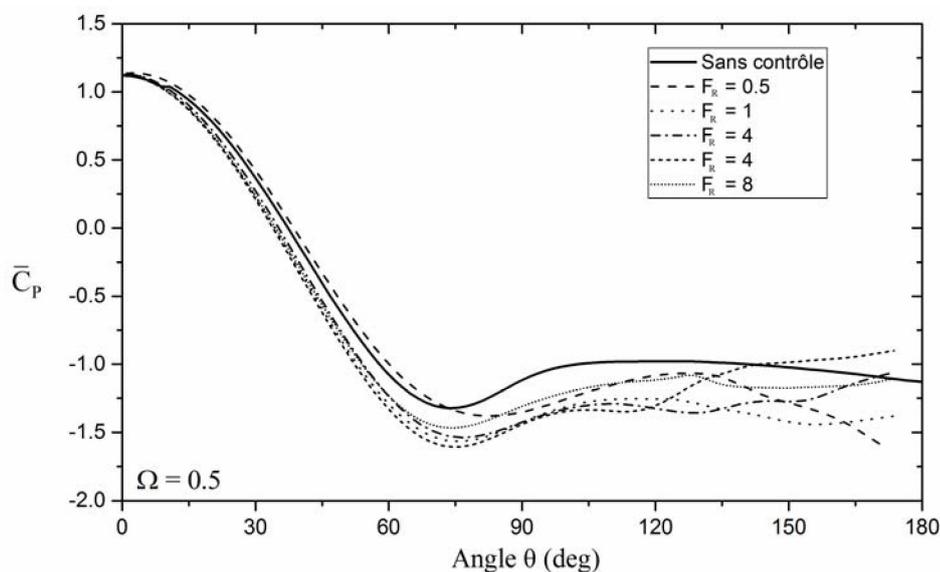


Figure 3.7 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 0.5$.

Les mêmes constatations précédentes sont faites par l'application d'une amplitude $\Omega = 1$ (voir figure 3.8). On peut ajouter pour l'extrémité de la partie aval, une

augmentation est remarquée pour les fréquences élevées ($F_R=2,4$ et 8), la réduction de la trainée est notée dans cette gamme.

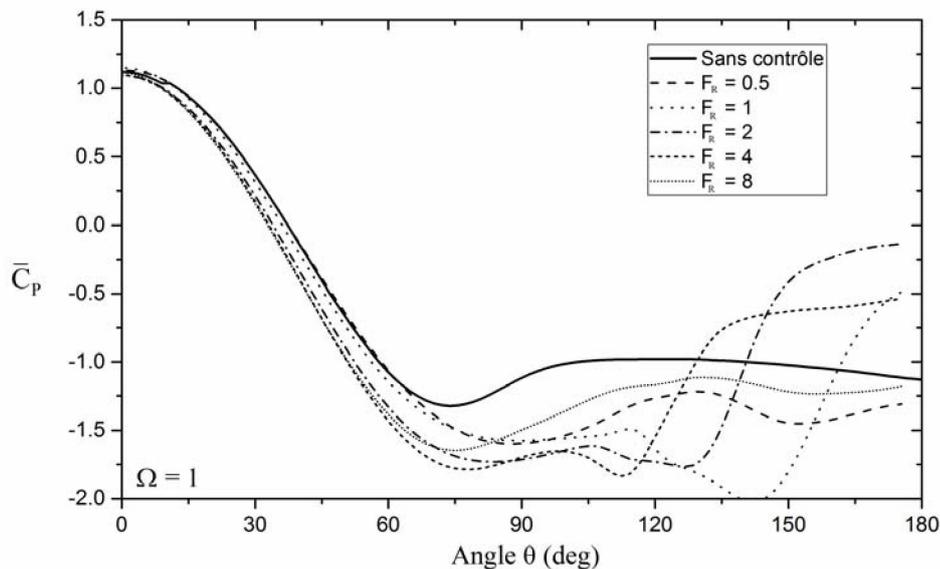


Figure 3.8 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 1$.

L'application d'une amplitude de contrôle supérieure à 2 introduit des changements importants sur la distribution du coefficient de pression moyen notamment sur la partie aval du cylindre, une réduction importante du coefficient de pression moyen est remarquée dans la région de décollement (entre l'angle 60° et 100°).

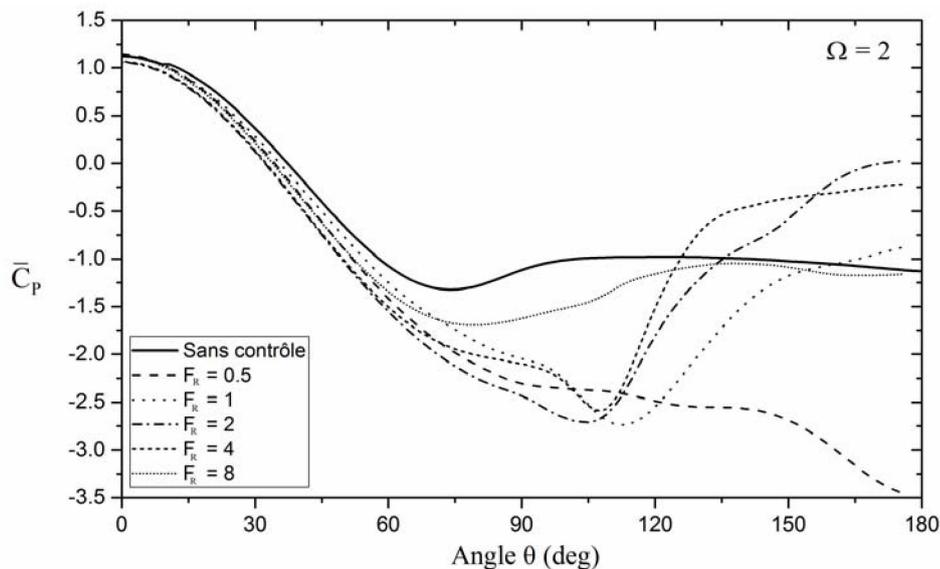


Figure 3.9 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 2$.

A partir de l'angle 100° , le profil des fréquences $F_R=1$ et 8 retrouve le cas naturel, pour le cas $F_R=0.5$ le profil continue de réduire la pression, ce qui donne une différence importante de pression entre l'amont et l'aval du cylindre, ce qui explique également l'augmentation de la traînée pour ce cas. Pour $F_R=2$ et 4 une augmentation du profil est constatée à l'extrémité aval, la raison de la réduction de la traînée pour ces cas.

Pour l'amplitude la plus élevée examinée $\Omega = 4$ (voir figure 3.10), la réduction de la pression dans la région de décollement est plus importante par rapport à l'amplitude précédente $\Omega = 2$, le comportement de chaque profil est similaire à celui rapporté pour l'amplitude $\Omega = 2$.

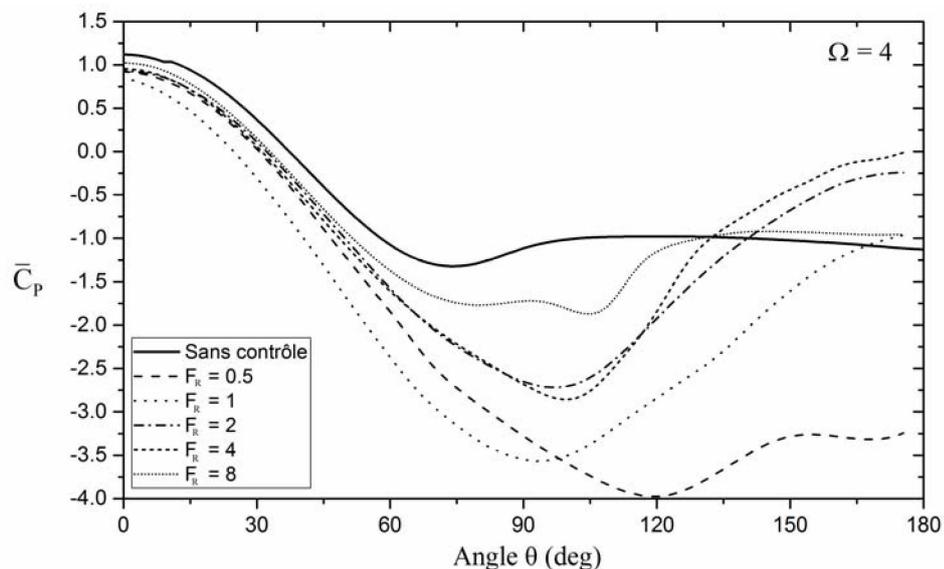


Figure 3.10 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $\Omega = 4$.

3.5.2.3. Profils de vitesse

Les profils de vitesse moyenne longitudinale et transversale sont visualisés dans cette section pour différentes positions derrière le cylindre.

La figure 3.11 représente les profils de vitesse après le forçage par une amplitude $\Omega = 0.5$. Les profils de vitesse moyenne longitudinale (figure 3.11(a)) et transversale (figure 3.11(b)) apparaissent insensibles à cette faible amplitude de contrôle.

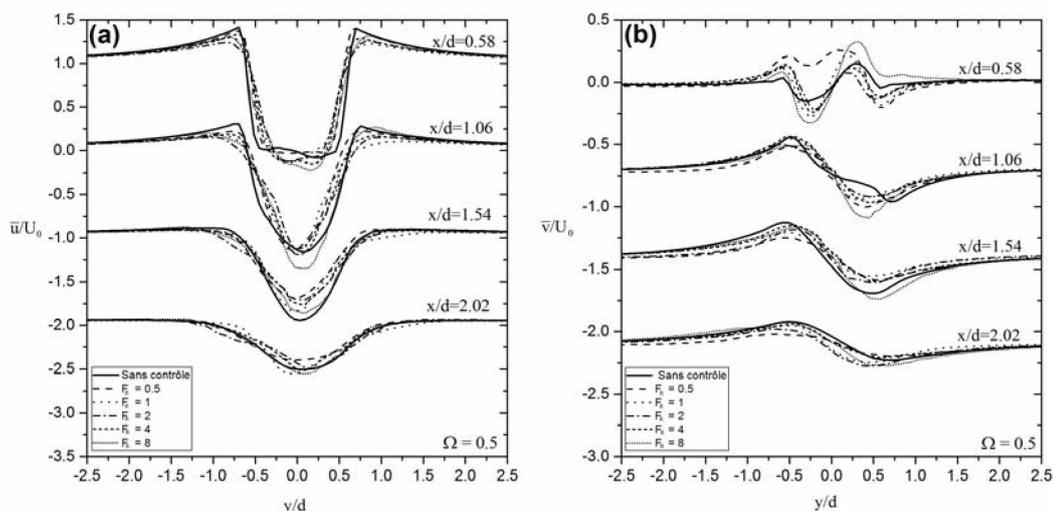


Figure 3.11 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 0.5$.

Lorsqu'on applique une amplitude $\Omega = 1$, des changements sont remarqués dans les positions proches du cylindre, pour les profils de vitesse longitudinale (figure 3.12(a)) le profil a la position $x/d=0.58$ change de la forme (U) vers la forme (V), pour les positions $x/d=1.06$, 1.54 et 2.02 des petits changements sont observés sauf pour la fréquence $F_R=2$ et la position $x/d=2.02$, qui prend la forme d'un petit (V). D'autre part, les profils de vitesse moyenne transversale (figure 3.12(b)) sont fortement perturbés dans la région proche (position $x/d=0.58$), les autres positions montrent des petits changements avec aplatissement dans les positions lointaines.

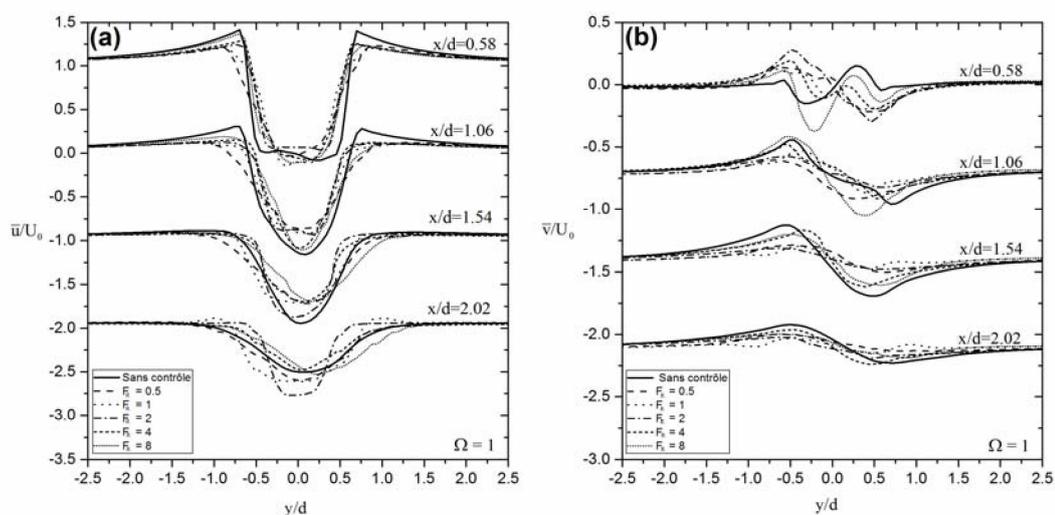


Figure 3.12 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 1$.

Si on double l'amplitude du contrôle par rapport à la précédente, on constate des changements considérables dans les profils de vitesse moyenne longitudinale et transversale comme présenté sur la figure 3.13. On remarque pour les profils de vitesse moyenne longitudinale dans les régions proches, le profil prend une forme de (V) pour toutes les fréquences, une réduction des profils est observée dans les positions ($x/d=1.06$ et 1.54), et sont légèrement modifiés dans la dernière position. Pour les profils de vitesse transversale, les profils ont un sens inversé dans la position ($x/d=0.58$), avec un aplatissement des profils dans les autres positions.

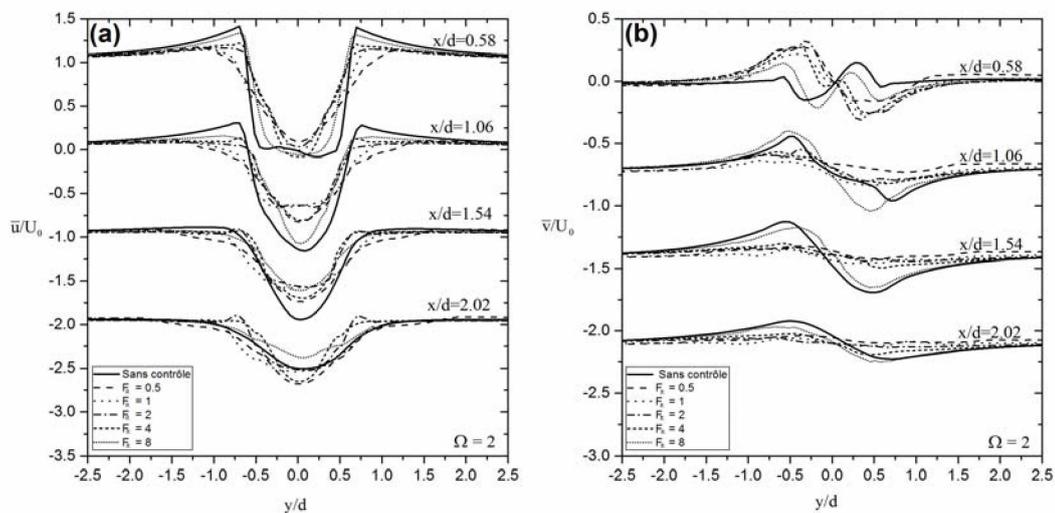


Figure 3.13 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 2$.

Pour l'amplitude maximum utilisée $\Omega = 4$ montrée dans la figure 3.14 on a

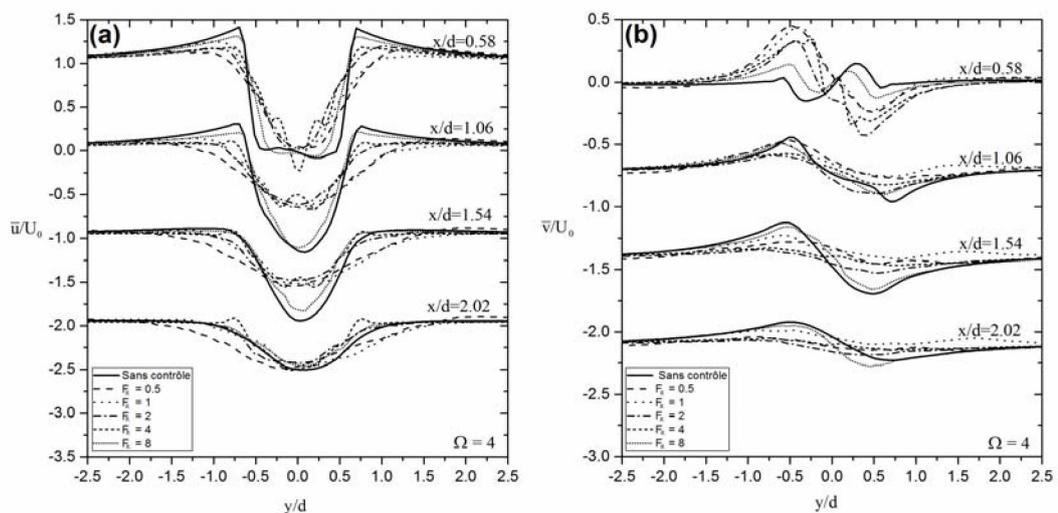


Figure 3.14 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $\Omega = 4$.

les mêmes constatations que pour de l'amplitude précédente ($\Omega = 2$) pour les profils de vitesse moyenne longitudinale et transversale. Une remarque particulière est faite pour la fréquence $F_R=4$, où un profil de forme (W) est constaté dans la vitesse moyenne longitudinale, pour les positions proches du cylindre ($x/d=0.58$ et 1.06).

Les lignes de courant du champ de vitesse moyenne sous le contrôle par oscillation rotative sont montrées sur la figure 3.15. Le cas « sans contrôle » montre deux tourbillons en recirculation attachés au cylindre. Cette configuration persiste pour les faibles amplitudes ($\Omega = 0.5$ et 1). La fréquence pour cette gamme d'amplitude change la longueur de la zone de recirculation. Pour les amplitudes ($\Omega = 2$ et 4), le forçage supprime les tourbillons attachés dans la plage de fréquence $F_R=0.5, 1$ et 2 . Pour une fréquence $F_R=4$, on remarque deux très petits tourbillons attachés au cylindre, pour une fréquence $F_R=8$ la plus élevée on constate deux tourbillons attachés au cylindre avec une longueur de la moitié de celle du cas sans contrôle.

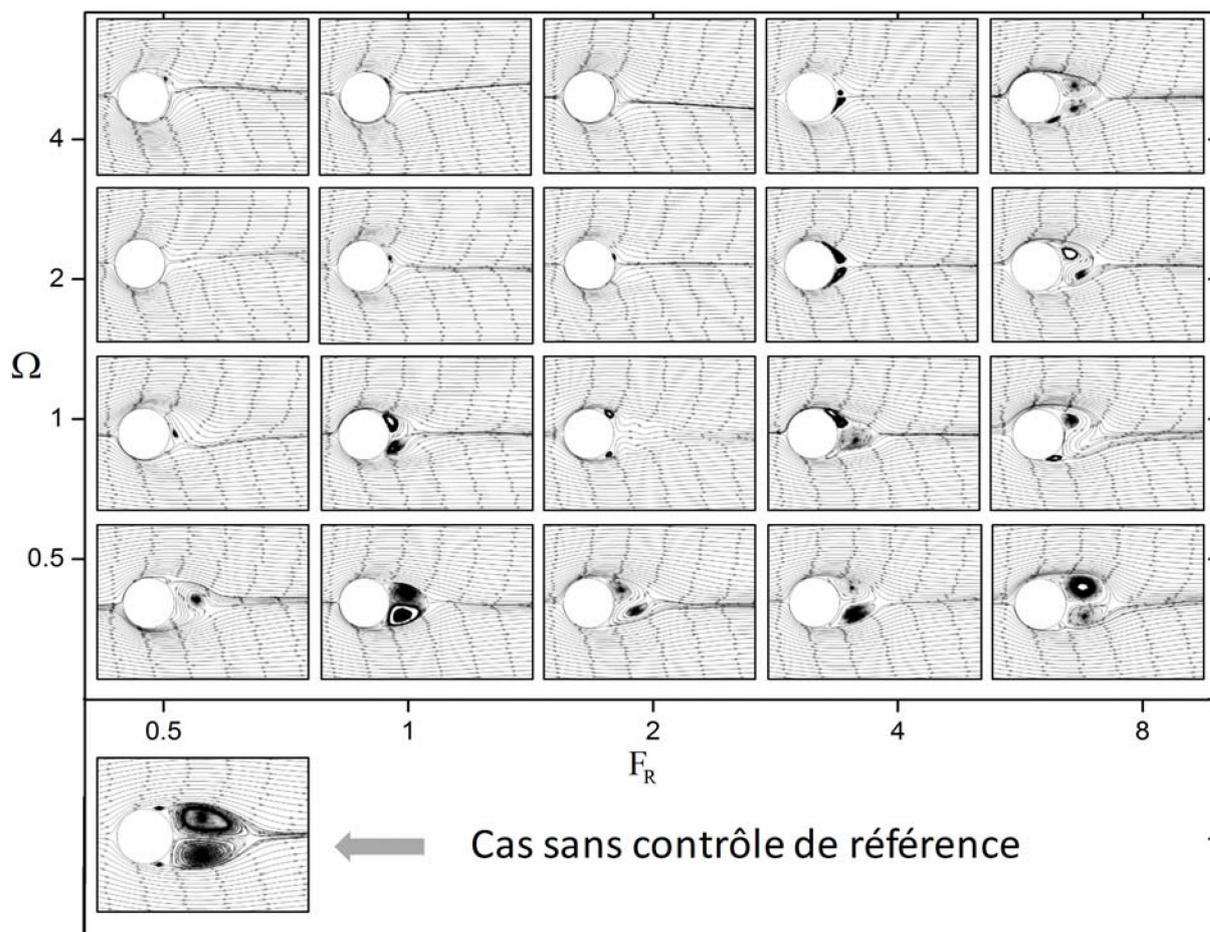


Figure 3.15 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur les lignes de courant du champ de vitesse moyenne.

Les fluctuations de la vitesse sont également analysées dans la figure 3.16, le cas naturel montre une forte concentration des fluctuations de vitesse derrière le cylindre dans la zone de formation des tourbillons. On distingue qu'entre cette zone et le cylindre il existe deux branches qui représentent le parcours des couches de cisaillement où s'effectue la transition vers la turbulence.

Sous l'effet du contrôle, on constate que la distribution des fluctuations est très influencée par la fréquence du contrôle, pour $F_R=0.5$, une génération importante des fluctuations de vitesse est observée autour et derrière le cylindre pour toutes les amplitudes considérées. Pour une fréquence $F_R=1$, les fluctuations de vitesse se concentrent sur la zone d'émission des couches de cisaillement, l'augmentation d'amplitude pour cette fréquence réduit légèrement les fluctuations de vitesse. Pour la plage d'amplitude 1 et 4 et la gamme de fréquence 2 et 4, une réduction importante des fluctuations de vitesse par rapport au cas sans contrôle est constatée. Ce résultat dans cette région coïncide avec le maximum de réduction

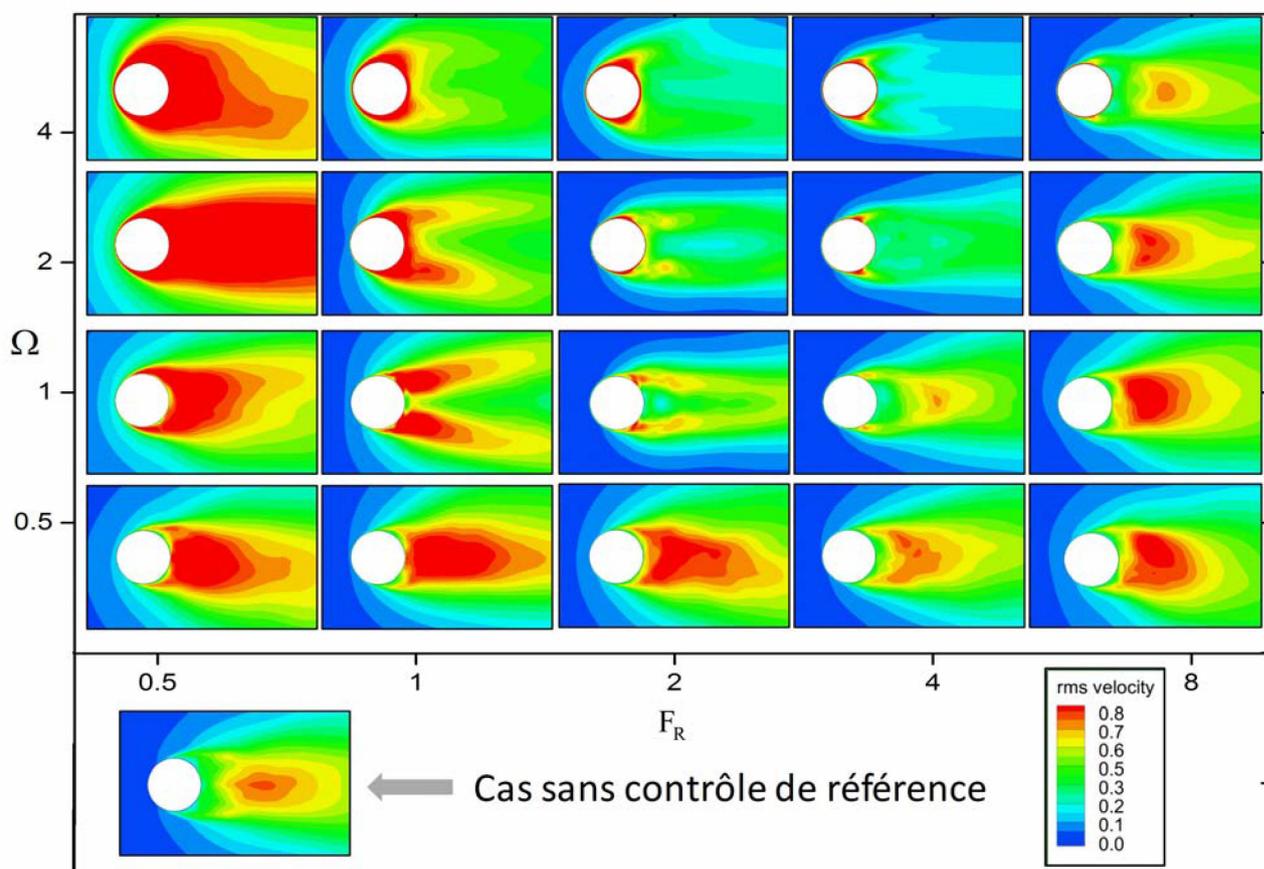


Figure 3.16 : Influence du contrôle par oscillation rotative sur le champ des fluctuations de vitesse.

de la traînée enregistrée dans la même zone. Pour la fréquence la plus élevée, les fluctuations de vitesse se concentrent dans la zone de formation des tourbillons.

3.5.2.4. Structure de l'écoulement bidimensionnel

Dans le cas contrôle par oscillation rotative d'un écoulement autour d'un cylindre caractérisé par des modes d'émission tourbillonnaire, Tokumaru [94] a rapporté dans son travail expérimental plusieurs modes d'émission que l'on peut utiliser pour comparer les modes trouvés dans ce travail.

La figure 3.17 présente le mode dual, ce mode est capté à une fréquence d'oscillation proche de la valeur naturelle. Dans ce mode, la zone de recirculation suit les mouvements du cylindre, ce dernier émet deux tourbillons contrarotatifs pour chaque demi-cycle.

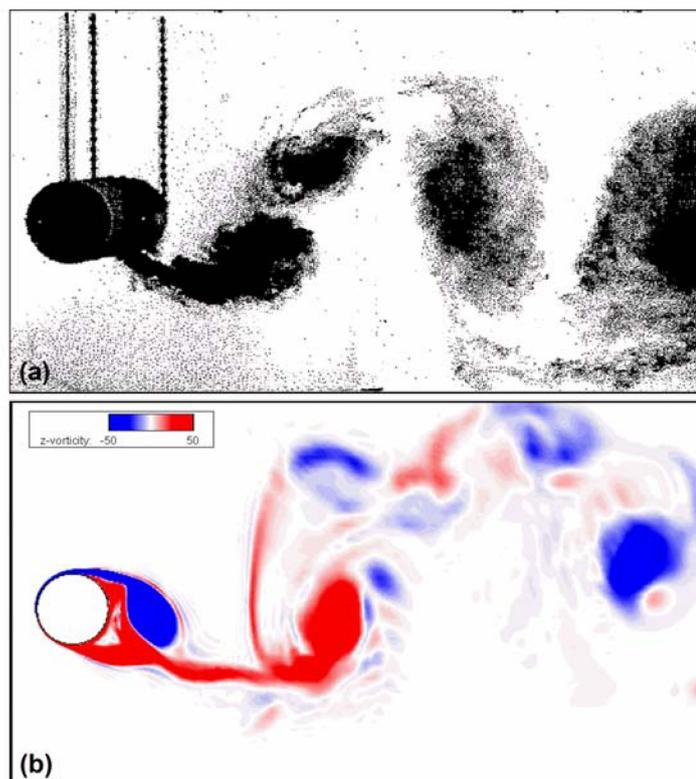


Figure 3.17 : Mode dual (a) Tokumaru [94] (b) présente étude.

Le mécanisme de formation des tourbillons dans le mode dual est illustré dans la figure 3.18. Le demi-cycle commence lorsque le cylindre passe de la position 1 à la position 2 lorsque le mouvement se fait dans la direction opposée à l'écoulement. Le cylindre entraîne des couches de cisaillement adjacentes sur la paroi pour former les deux tourbillons. Lorsque le cylindre change le sens de rotation de 2 à 1 (qui est le même sens de l'écoulement), il provoque le détachement des deux tourbillons contrarotatifs, le premier tourbillon émis est supérieur au second. Ce mécanisme apparaît à une amplitude $\Omega = 1$ et devient plus prononcé pour une amplitude d'oscillation supérieure.

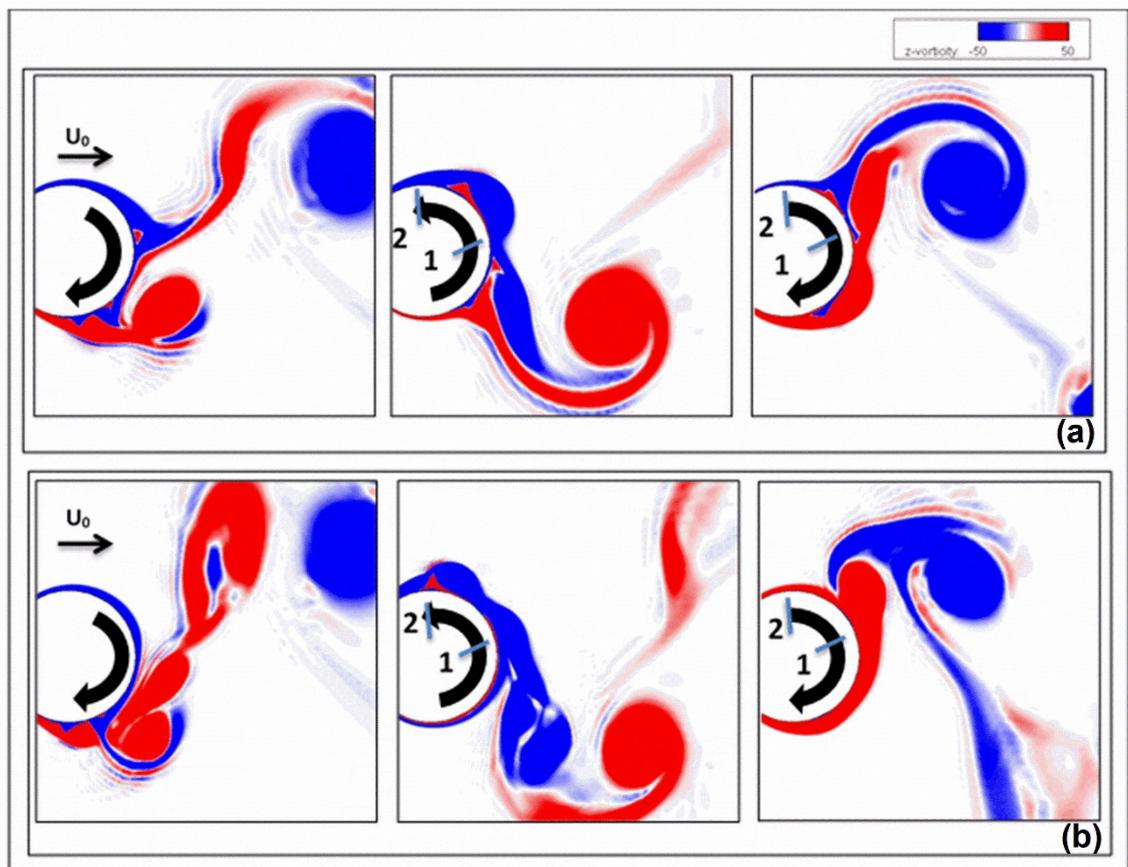


Figure 3.18 : Mécanisme de formation de vortex en mode dual pour un demi-cycle
 (a) $\Omega = 1 - Fr = 1$, (b) $\Omega = 2 - Fr = 1$, (1-2) début du demi-cycle où deux tourbillons en formation (2-1) fin du demi-cycle deux tourbillons contrarotatifs sont formés.

L'augmentation de la fréquence d'oscillation provoque une synchronisation complète de la structure de l'écoulement avec le mouvement oscillatoire rotatif du cylindre. Ce mode, dit « mode global » est montré dans la figure 3.19. Une synchronisation des fréquences d'émission avec les fréquences de contrôle est distinguée, les structures tourbillonnaires s'organisent derrière le cylindre, cette synchronisation est observée jusqu'à la sortie du domaine de calcul pour les simulations numériques, et à la fin de la section d'essai pour les visualisations expérimentales. Par augmentation de l'amplitude de contrôle dans ce mode, on réduit l'épaisseur du sillage qui peut atteindre une taille de l'ordre du diamètre du cylindre.

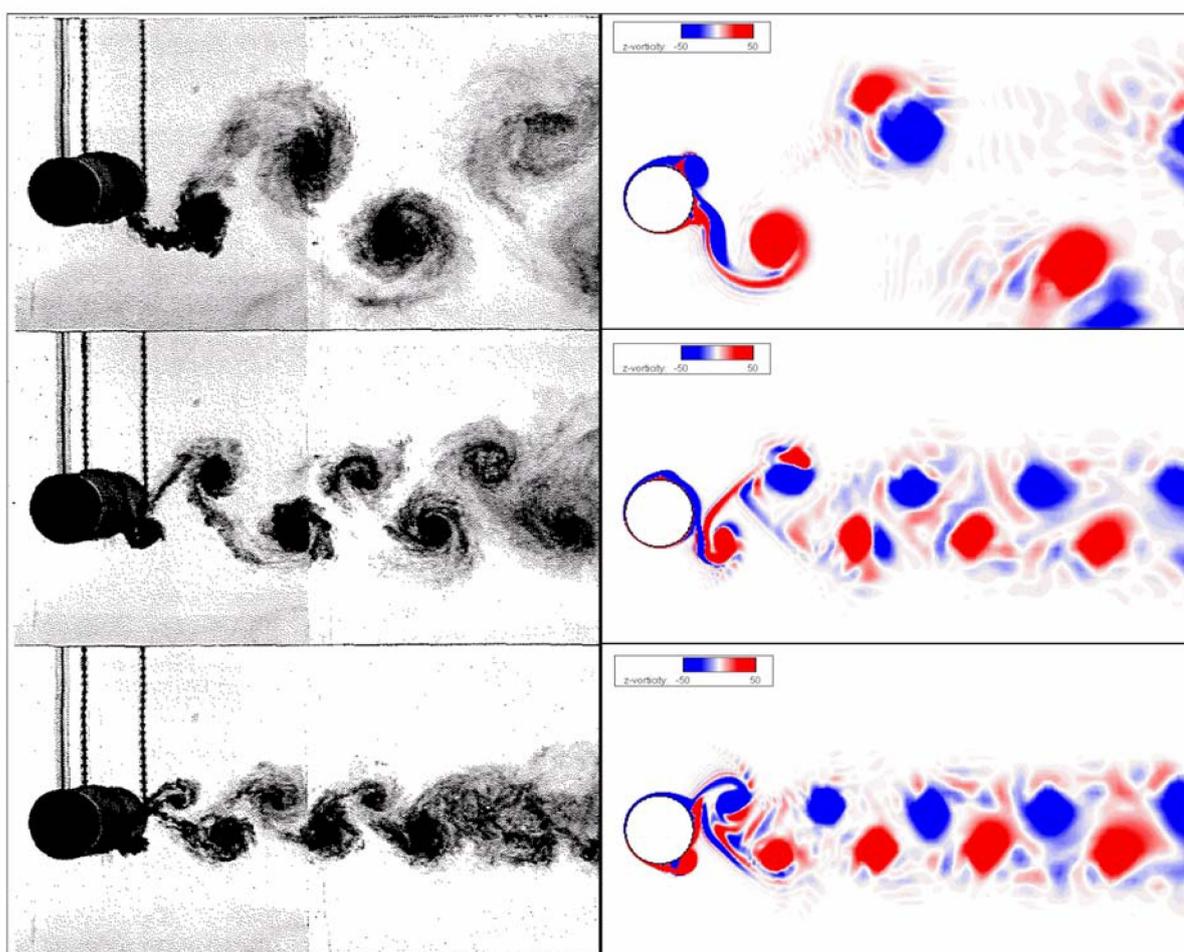


Figure 3.19 : Mode global, gauche Tokumaru [94], droite présente étude.

La rupture des structures synchronisées s'effectue dans le mode local, la figure 3.20 montre que la rupture de synchronisation commence plus loin derrière le cylindre et remonte progressivement vers le cylindre pour trouver le prochain mode.

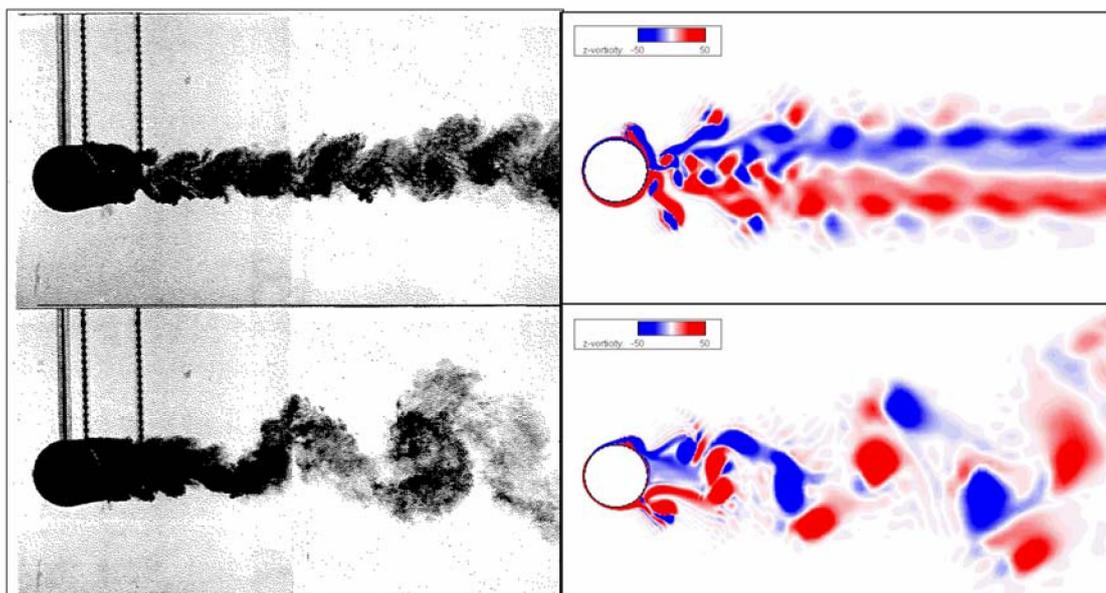


Figure 3.20 : Mode local gauche Tokumaru [94], droite présente étude.

A hautes fréquences de contrôle, l'écoulement ne présente pas des structures synchronisées à l'exception de petites perturbations des couches de cisaillement libres comme le montre la figure 3.21. L'allée tourbillonnaire est retrouvée dans ce mode.

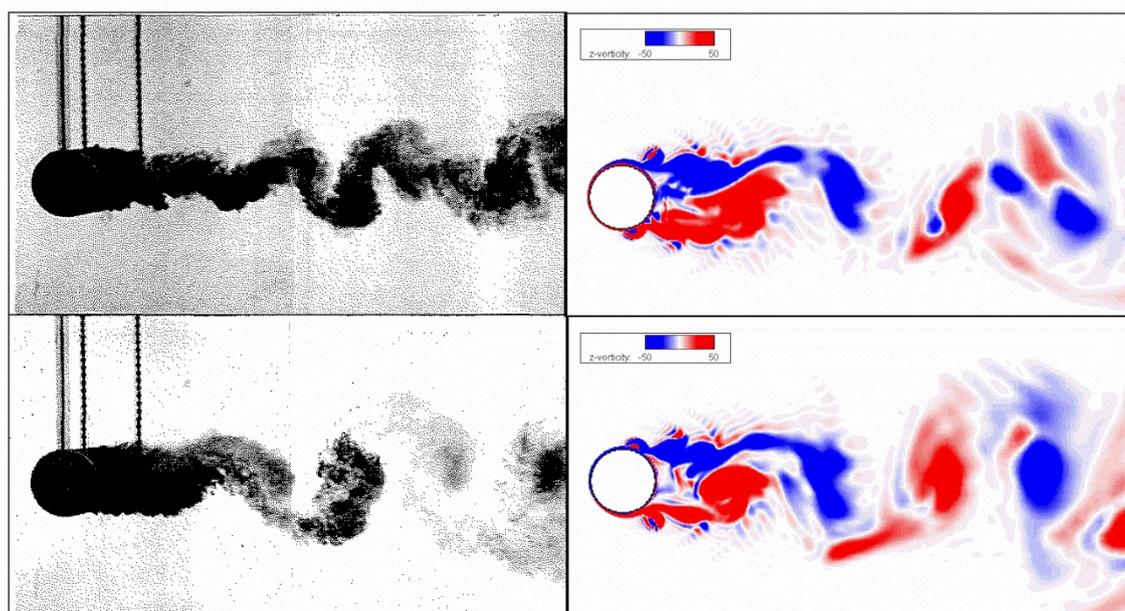


Figure 3.21 : Mode couche de cisaillement gauche Tokumaru [94], droite présente étude.

La figure 3.22 montre également différents modes de sillage aperçus dans le sillage proche sous le contrôle par oscillation rotative. Le comportement de la structure de l'écoulement change en fonction de la variation des amplitudes et des fréquences, cette variation illustre clairement les régimes 'Lock-on' et 'No Lock-On'. Le régime 'Lock-on' se produit lorsque la structure du sillage se synchronise avec le mouvement oscillatoire du cylindre. Ce régime balaie une large gamme de fréquences pour des amplitudes d'oscillation élevées et une réduction de traînée a été enregistrée dans cette plage. Le régime 'No Lock-On' du côté gauche par la combinaison de faibles amplitudes et fréquences, est caractérisé par une large épaisseur du sillage. Le régime 'No Lock-On' trouvé également du côté droit pour les hautes fréquences présente un sillage caractérisé par de petits tourbillons émis en série au niveau des couches de cisaillement libres.

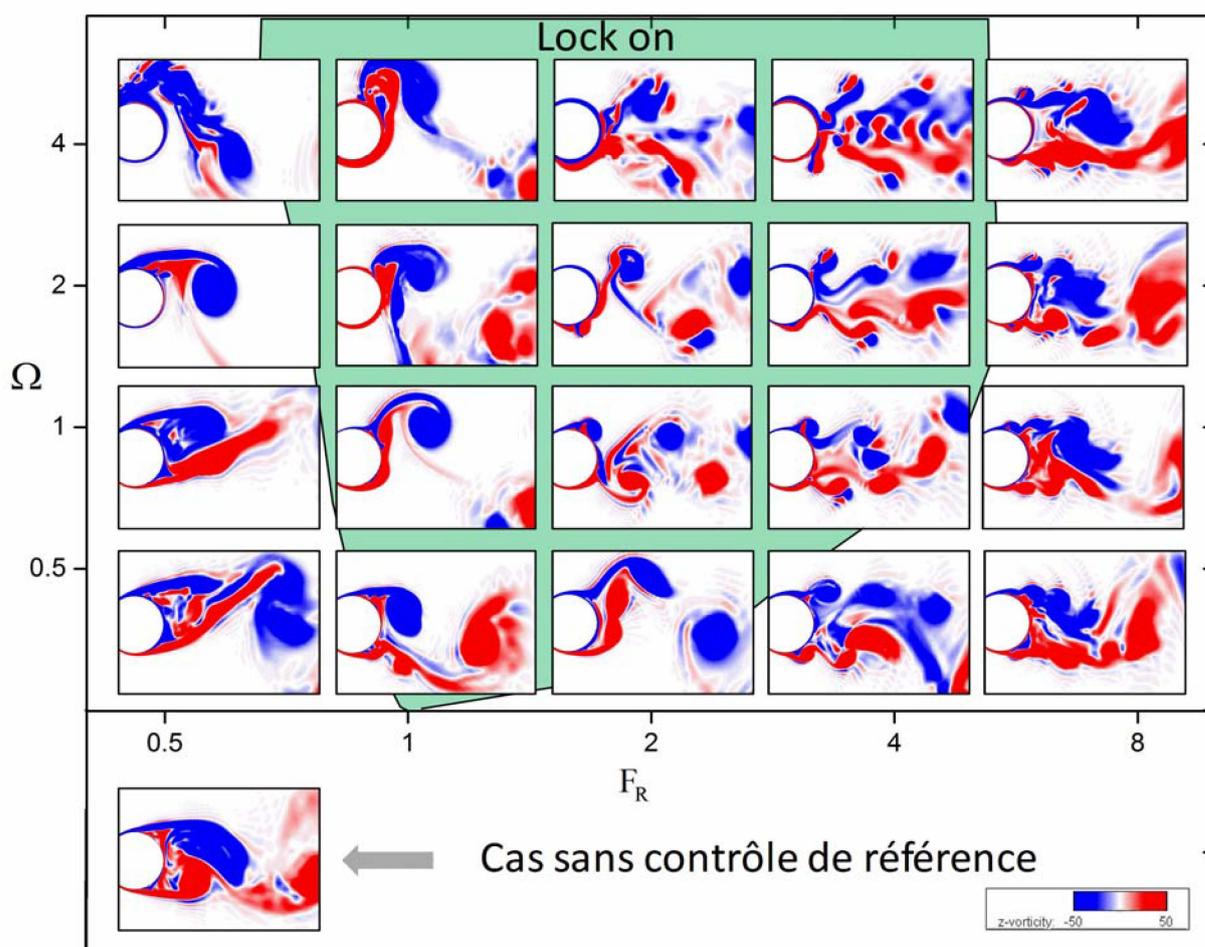


Figure 3.22 : Diagramme d'accrochage pour l'écoulement bidimensionnel

3.5.2.5. Structure de l'écoulement tridimensionnel

Une visualisation de la structure de l'écoulement tridimensionnel pour toutes les amplitudes et les fréquences de contrôle considérées sont regroupées sur la figure 3.23 (champ de vorticité instantané).

On peut subdiviser ce diagramme en trois régimes (deux régimes où le caractère tridimensionnel persiste dans l'écoulement, et un régime bidimensionnel qui sépare les deux régimes tridimensionnels). Le premier régime tridimensionnel se trouve à gauche dans la figure 3.23 pour les faibles fréquences de contrôle, en ajoutant au caractère tridimensionnel de l'écoulement, la présence des grands tourbillons dans le sillage plus large que ceux remarqués pour le cas sans contrôle, une augmentation de l'épaisseur de sillage est également observée. Le régime bidimensionnel distingué entre les fréquences de contrôle 2 et 4 est caractérisé par une réduction de l'écoulement tridimensionnel vers un écoulement bidimensionnel, les structures tourbillonnaires sont de taille réduite et rangées derrière le cylindre. Elles donnent un sillage de l'épaisseur de l'ordre du diamètre de cylindre, et il faut souligner que la diminution de la traînée est enregistrée dans ce régime.

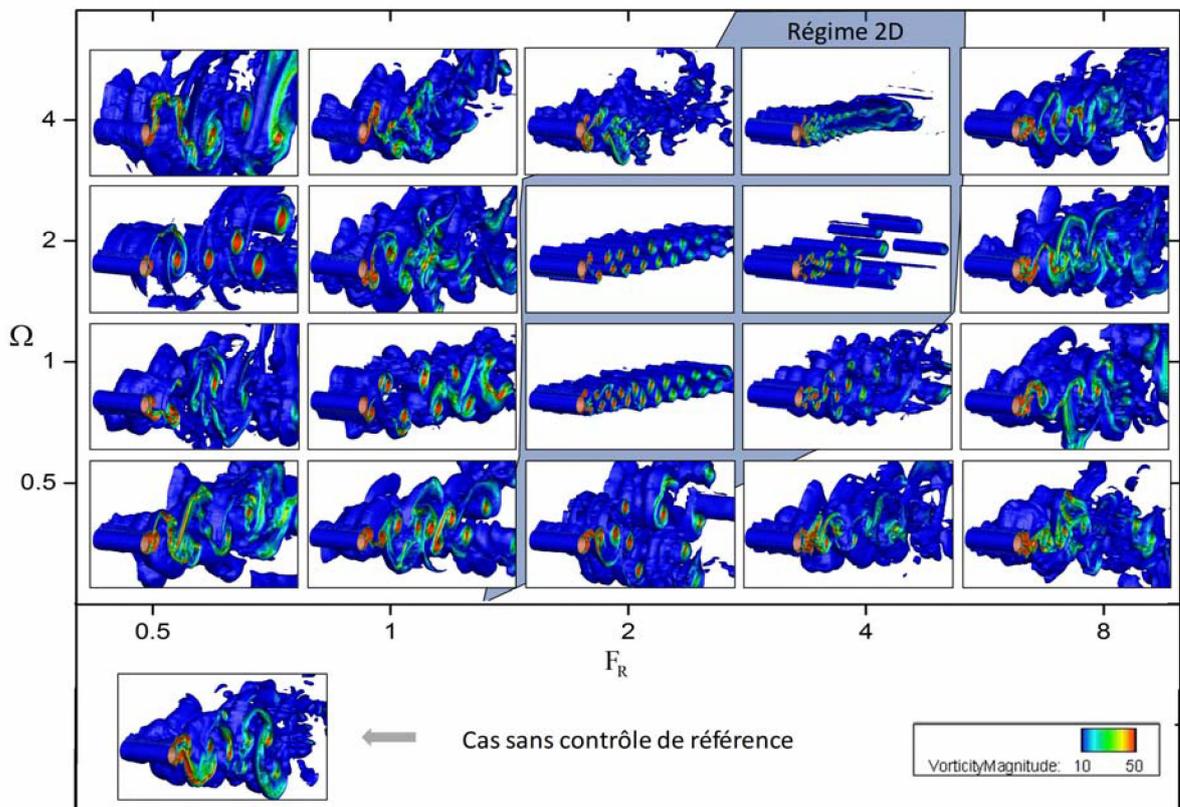


Figure 3.23 : Régimes de l'écoulement tridimensionnel

Dans le dernier régime tridimensionnel constaté pour les fréquences de contrôle élevées, la structure de l'écoulement dans ce régime est similaire à celle du cas sans contrôle, mais avec une zone de recirculation constituée de petites structures dues aux fortes fréquences de contrôle qui fractionnent les couches de cisaillement.

3.6. Conclusion

On a présenté dans ce chapitre les résultats d'un écoulement autour d'un cylindre contrôlé par oscillation rotative, la dynamique du mouvement rotatif est implémentée sur le code 'ANSYS Fluent' à l'aide d'une fonction 'UDF'.

Cette investigation montre que la variation de l'amplitude et de la fréquence de contrôle affectent de manière significative la structure de l'écoulement. Plus précisément, dans la plage "Lock-on" où l'émission tourbillonnaire se synchronise avec le mouvement oscillatoire rotatif du cylindre avec une réduction de la taille des tourbillons et augmentation de la fréquence d'émission tourbillonnaire.

La réduction de la traînée est due à plusieurs facteurs : augmentation du coefficient de pression moyen sur la partie aval de la surface du cylindre, diminution de l'épaisseur du sillage qui prend le diamètre du cylindre, l'écoulement devient bidimensionnel ou se réduit vers un régime bidimensionnel et réduction des fluctuations de vitesse dans l'écoulement.

L'étude de la structure de l'écoulement bidimensionnel montre les différents modes d'écoulement rapportés par Tokumaru [94] (modes dual, global, local et couche de cisaillement). La visualisation de la structure d'écoulement tridimensionnel donne trois régimes d'écoulement, deux régimes tridimensionnels séparés par un régime tridimensionnel avec des changements significatifs dans la topologie l'écoulement.

CHAPITRE 4

CONTROLE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PAR DEFORMATION RADIALE SINUSOÏDALE

4.1. Introduction

La déformation radiale avec une loi sinusoïdale est la deuxième dynamique de contrôle appliquée au cylindre dans ce présent travail. Le rayon du cylindre dans ce cas varie dans le temps suivant une loi sinusoïdale selon la fonction suivante [39]:

$$R_{\text{def}} = R (1 + a \sin (2\pi F_{\text{def}} t)) \quad 4.1$$

Où R et R_{def} sont respectivement le rayon du cylindre initial et le rayon du cylindre déformé, a est l'amplitude de déformation (pourcentage par rapport au rayon) et F_{def} est la fréquence de déformation, cette dernière peut être donné sous une forme adimensionnelle par rapport à la fréquence d'émission naturelle F_n :

$$r = \frac{F_{\text{def}}}{F_n} \quad 4.2$$

On a deux paramètres de contrôle (a et r), pour l'amplitude de déformation on a considéré les valeurs suivantes (5%, 10%, 15% et 20%), pour le rapport de fréquences on a examiné les valeurs (0.5, 1, 2, 4 et 8).

L'insertion de cette loi de déformation est élaborée à l'aide de la subroutine "Grid_motion" du code 'ANSYS Fluent', cette subroutine modifie les cellules du maillage adjacentes à la paroi du cylindre, de sorte à avoir un mouvement sinusoïdal, la subroutine ajoute des cellules lorsque le rayon du cylindre rétrécit et soustrait des cellules quand le rayon du cylindre augmente. Il faut préciser que

l'implémentation de cette subroutine sur le code 'ANSYS Fluent' va limiter l'ordre de discrétisation temporaire au premier ordre seulement.

4.2. Etude de la sensibilité du maillage

En fait, on a utilisé le même domaine de calcul présenté dans le chapitre précédent (section 3.2), avec les mêmes paramètres de calcul décrits dans la section 3.3. Néanmoins, une nouvelle validation a été élaborée pour le contrôle par déformation radiale. Différentes résolutions de grille ont été testées afin de générer des résultats indépendants du maillage. Le calcul de ces quantités moyennées est basé sur une moyenne de 30 cycles équivalant à 60 lâchers de tourbillons. La résolution du maillage hexaédrique a été modifiée par la variation du nombre de cellules le long de la longueur d'extrusion du cylindre (N_z). Le nombre de cellules dans le sens de l'écoulement ($N_x=520$) et autour du cylindre ($N_r=200$) est maintenu constant pour toutes les grilles testées, les calculs sont effectués dans le centre de calcul du centre de recherche nucléaire de Birine, sur des stations avec un CPU de 12 cores et 12 GB de mémoire (3 à 4 semaines de calcul pour chaque cas).

Le coefficient de traînée moyen (\bar{C}_D) et le nombre de Strouhal (St) sont utilisés comme critères de convergence de la grille. Le tableau 4.1 montre les résultats de la simulation pour ces deux critères en utilisant différentes résolutions de la grille. Les résultats indiquent qu'une résolution de $N_r = 200$ cellules autour du cylindre et une résolution d'envergure de $N_z = 28$ cellules sont suffisantes pour obtenir des résultats de simulation indépendants du maillage. Ceci est indiqué par les petites différences entre les résultats obtenus en utilisant la grille 7 et la grille 10 (respectivement 0.81% et 0% pour \bar{C}_D et St). Il est intéressant de mentionner également que la valeur du nombre de Strouhal pour l'écoulement étudié ici ($Re = 3900$) a été trouvée égale à 0.210 par Lourenco [14]. Les prédictions du nombre de Strouhal de la grille 7 et de la grille 10 sont égaux. Par conséquent, la grille 7 a été choisie pour effectuer la validation des différents paramètres de l'écoulement et pour appliquer les déformations sinusoïdales radiales.

Tableau 4.1 :Influence de la résolution du maillage

Cas	N _r	N _z	Cells	\bar{C}_D	\bar{C}_L	C'_D	C'_L	St
Grille 01	200	04	208k	1.4924	-0.0410	0.1559	1.0161	0.1888
Grille 02	200	08	416k	1.3054	-0.0186	0.1140	0.5785	0.1888
Grille 03	200	12	624k	1.2403	-5.03e ⁻⁰⁴	0.1199	0.4525	0.1888
Grille 04	200	16	832k	1.1647	0.0018	0.1423	0.3695	0.2023
Grille 05	200	20	1.04M	1.0001	-0.0102	0.0149	0.0587	0.1888
Grille 06	200	24	1.24M	1.0220	-0.0061	0.0393	0.0912	0.2023
Grille 07	200	28	1.45M	0.9817	-0.0024	0.0233	0.0457	0.2023
Grille 08	200	32	1.66M	0.9965	2.4e ⁻⁰⁴	0.0257	0.0648	0.2023
Grille 09	200	36	1.87M	0.9945	0.0084	0.0121	0.0536	0.2023
Grille 10	200	40	2.08M	0.9896	0.0015	0.0279	0.0607	0.2023

4.3. Résultats et discussions

4.3.1. Validation du cas sans déformation radiale

Cette partie de validation à deux objectifs, le premier est de vérifier les résultats numériques obtenus avec ceux expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature, le deuxième est de l'utiliser comme une référence de comparaison afin d'apprécier le comportement et les variations de l'écoulement lors de l'application du contrôle par déformation radiale.

4.3.1.1. Principaux paramètres moyens de l'écoulement

On compare dans le tableau 4.2 la valeur du coefficient de traînée, le nombre de Strouhal et la longueur de recirculation de la grille 7 par rapport aux études expérimentales et numériques disponibles dans la littérature. La valeur de \bar{C}_D et St concordent bien avec les autres études, à l'exception de Liaw [95] qui sous-estime \bar{C}_D à cause du modèle (SST) utilisé à la paroi dans son travail.

La longueur de la zone de recirculation trouvée coïncide également avec les autres résultats rapportés, malgré une surestimation de la longueur de la zone de

recirculation qui a été trouvée égale à 1.89, mais reste proche de la gamme rapportée dans la littérature, entre 1.02 et 1.67.

L'angle (θ_s) de séparation est en très bon accord avec les résultats numériques et expérimentaux disponibles.

Tableau 4.2 : principaux paramètres moyens de l'écoulement

	Auteur	Cells×10 ⁶	\bar{C}_D	St	L _r /d	θ_s (deg)
Expérimentale	Norberg [13]	-	0.986±0.005	0.2156±0.005	1.336±0.2	-
	Lourenco [14]	-	0.98 ± 0.05	0.21	1.19	86
	Ong et Wallace [16]	-	0.986±0.005	0.21	-	-
	Parnaudeau et al. [17]	-	-	0.21	1.56	-
Numérique	Dong et al. [34] (DNS)	22	-	0.203	1.47	-
	Tremblay et al. [96] (LES)	7.4	1.15	0.215	1.02	86.5
	Mani et al. [97] (LES)	5.5	0.99	0.21	-	86.3
	Lysenko et al.[89] (LES)	5.7	0.97	0.209	1.67	89
	Beaudan and Moin [15] (LES)	3.9	0.92-1.00	0.203-0.209	1.36-1.74	85.8
	Liaw [95] (LES)	0.55	0.88	0.250	1.04	91
	Franke and Frank [87] (LES)	1.13	0.99	0.209	1.64	88.2
	Prsic et al. [98]	8.6	1.0784	0.2152	1.27	-
	Wornom et al. [22] (LES)	1.8	0.99	0.21	1.45	89
	Ouvrard et al.[21] (LES)	1.46	0.94	0.22	1.56	-
	Park [99] (LES)	7.66	0.99	0.212	1.37	-
	Kahil [20] (LES)	13	1.02	0.207	1.49	86
	Présent travail (grille 07)	1.45	0.981	0.202	1.89	84.6

4.3.1.2. Distribution du coefficient de pression moyen

Une comparaison de la distribution du coefficient de pression moyen avec les résultats expérimentaux de Norbeg [13] est représentée sur la figure 4.1, les résultats numériques ont le même aspect que les résultats expérimentaux, il faut souligner que le gradient de pression défavorable commence environ à 70° pour l'expérimental capté également par les présentes simulations.

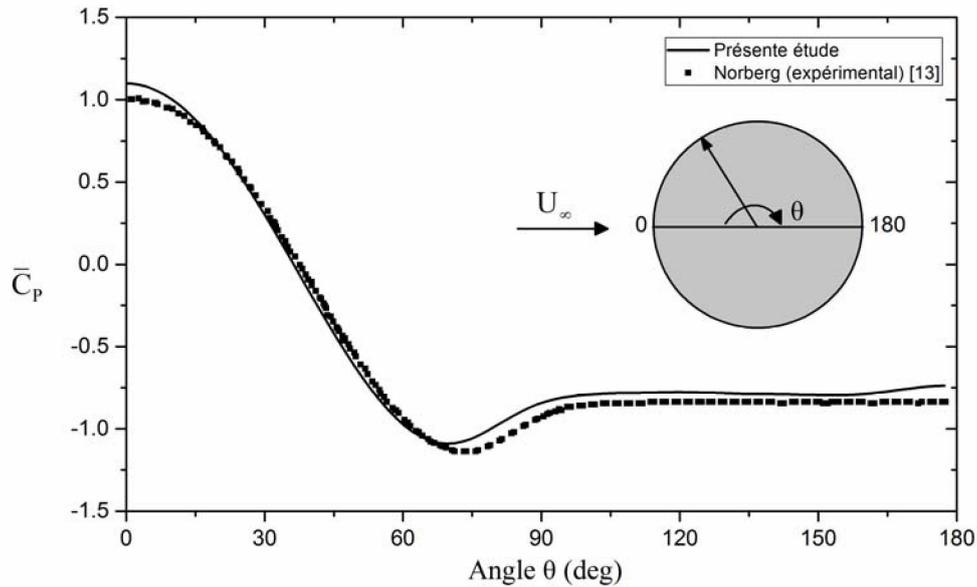


Figure 4.1 : Distribution du coefficient de pression moyen autour du cylindre

4.3.1.3. Profils de vitesse

Le profil de vitesse longitudinale moyenne le long de la ligne centrale du sillage est montré sur la figure 4.2, le profil commence par une valeur nulle puis diminue jusqu'à une valeur minimale négative, et par la suite augmente brusquement afin de retrouver une valeur proche de la vitesse de l'écoulement libre. On a enregistré les mêmes changements, mais les résultats numériques donnent un profil plus large à cause de la discrétisation temporaire du premier ordre ou le modèle de sous-maille choisi.

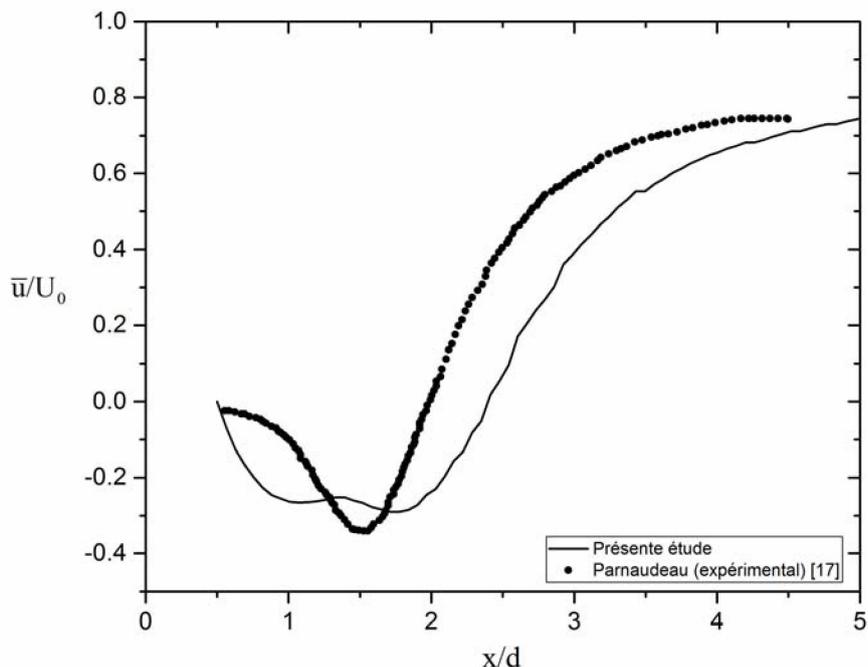


Figure 4.2 : Vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale ($y/d=0$)

La figure 4.3 présente les profils de vitesse moyenne longitudinale (a) et transversale (b) sur des lignes verticales dans le sillage. On a comparé les résultats numériques obtenus avec les résultats de la (PIV) de Parnaudeau [17]. Un profil en forme de (U) est observé pour la vitesse longitudinale proche du cylindre (à $x/d = 1.06$), alors que plus loin en aval (à $x/d = 1.54$ et 2.02) le profil change en forme de (V) (voir figure 4.3 (a)). Ceci est cohérent avec les données expérimentales. Pour la vitesse transversale, un très bon accord a été trouvé dans toutes les positions considérées.

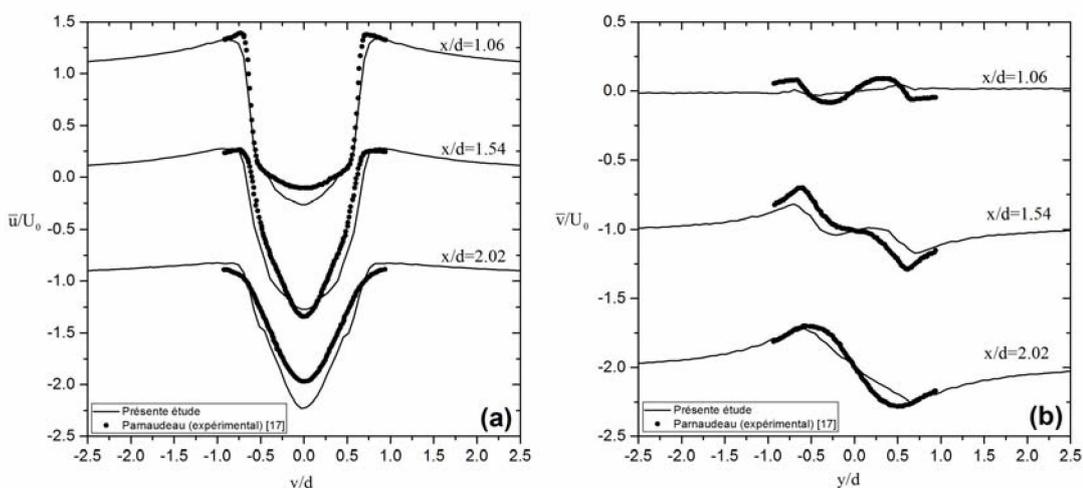


Figure 4.3 : Vitesse moyenne longitudinale et transversale dans différentes positions dans le sillage

4.3.1.4. Structure de l'écoulement

On a regroupé toutes les quantités de l'écoulement (champ de vitesse instantanée et moyenne, pression et fluctuation de vitesse longitudinale et transversale) dans la figure 4.4.

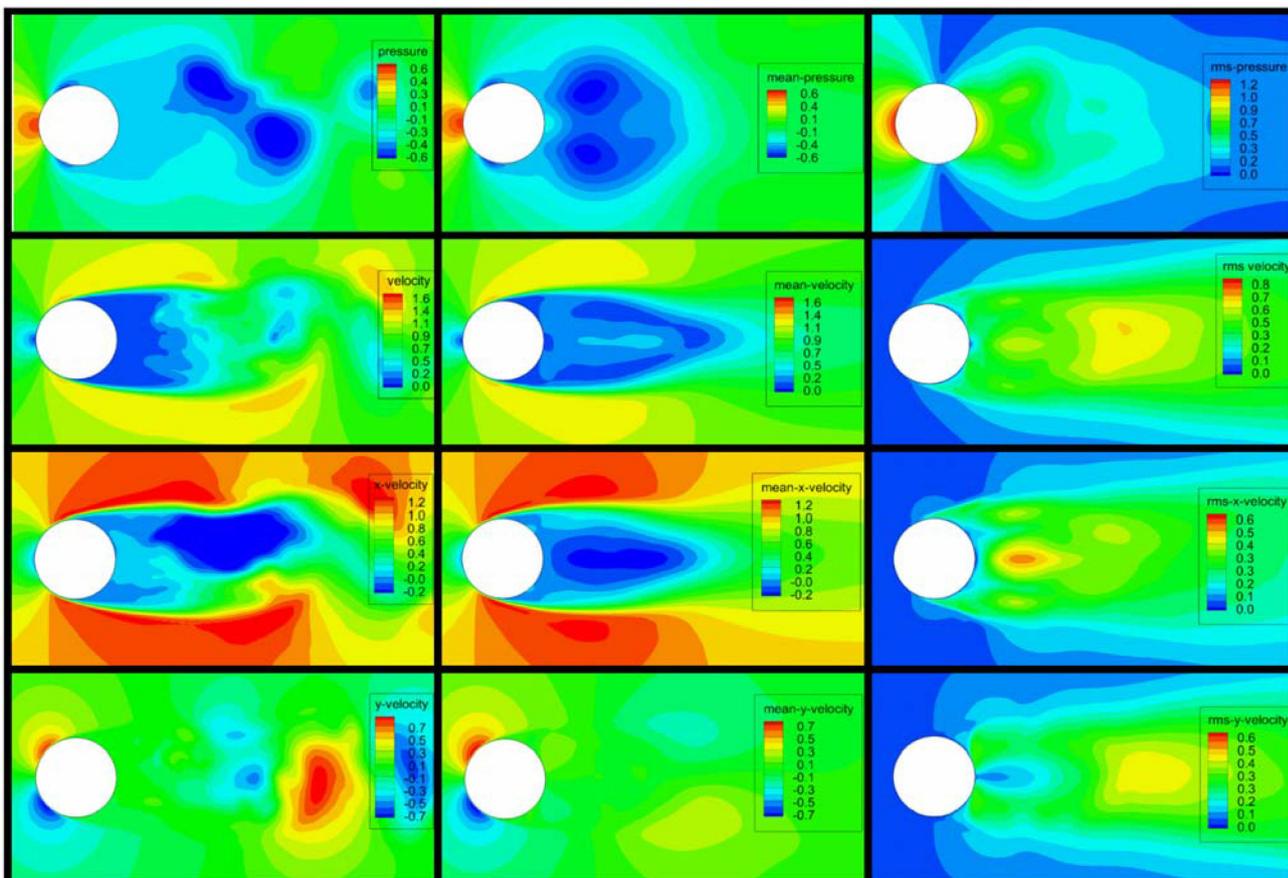


Figure 4.4 : Différents champs de l'écoulement

On a représenté également sur la figure 4.5 les lignes de courant d'un écoulement autour d'un cylindre afin d'avoir une base de comparaison.

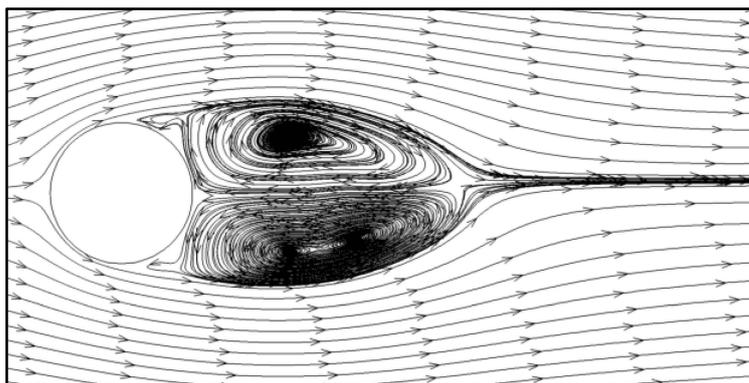


Figure 4.5 : Lignes de courant du champ de vitesse moyenne

Une visualisation du champ instantané de vorticité montre la zone de recirculation et les allées de tourbillons de Karman (voir figure 4.6).

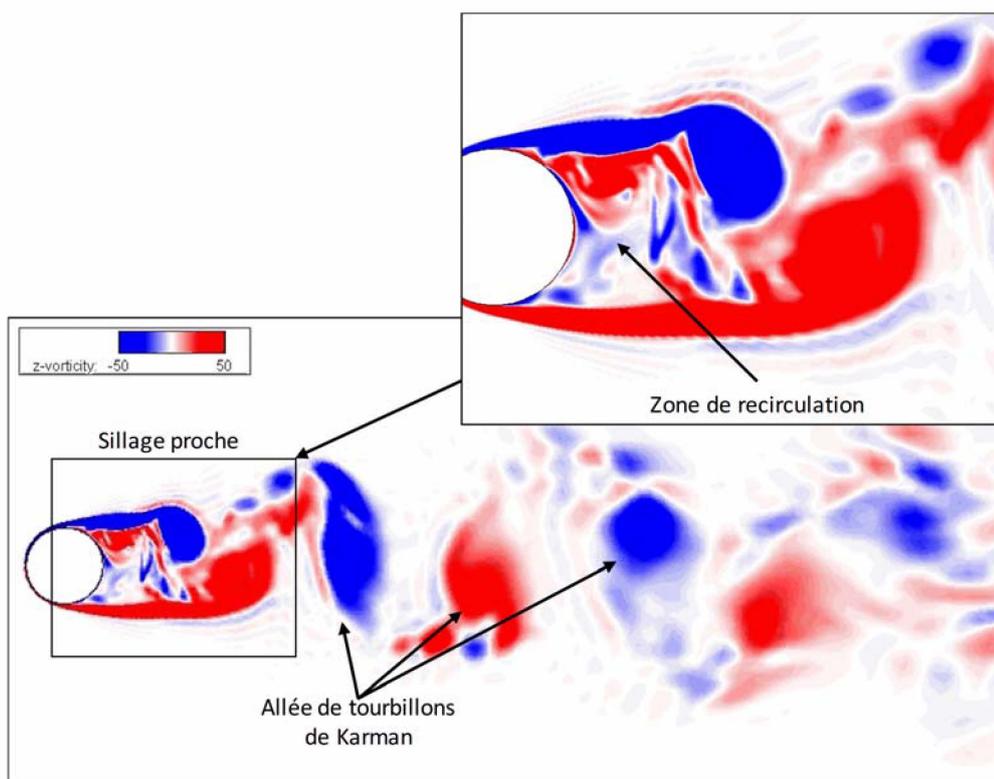


Figure 4.6 : Structure de l'écoulement, champ de vorticité instantané

4.3.2. Résultats du cas de déformation radiale

4.3.2.1. Principaux paramètres moyens de l'écoulement

Le tableau 4.3 regroupe tous les résultats des principaux paramètres moyens de l'écoulement après l'application du contrôle par déformation radiale, pour une large gamme d'amplitudes et de fréquences examinées (pour 20 cas testés).

La réduction du coefficient de traînée moyen est remarquée dans deux cas ($a=5\%$ - $r=1$) et ($a=20\%$ - $r=8$) avec un taux de réduction de 2% et 15 % respectivement par rapport au cas sans contrôle, le reste des cas testés a une augmentation qui dépasse 60% dans quelque cas.

Le contrôle par déformation radiale ne semble pas influencer pas le coefficient de portance moyen qui garde sa valeur nulle quelque soit le paramètre de contrôle appliqué.

Tableau 4.3 : Influence de la déformation radiale sur les principaux paramètres de l'écoulement

a	r	\bar{C}_D	\bar{C}_L	C'_D	C'_L	St
5 %	0.5	1.0308	0.0024	0.0628	0.1213	0.202
5 %	1	0.9663	-0.0049	0.0570	0.0724	0.161
5 %	2	1.2971	0.0086	0.2021	0.5373	0.202
5 %	4	1.3236	0.0158	0.5057	0.5871	0.202
5 %	8	1.1280	-0.0036	0.9961	0.2928	0.202
10 %	0.5	0.9866	-0.0022	0.1058	0.0713	0.202
10 %	1	0.9968	0.0070	0.1116	0.1290	0.175
10 %	2	1.5280	-0.0047	0.4496	0.9194	0.202
10 %	4	1.5046	-0.0197	1.0261	0.9027	0.202
10 %	8	1.2068	-0.0122	2.0360	0.5464	0.188
15 %	0.5	1.1083	0.0026	0.1857	0.2593	0.188
15 %	1	1.0395	0.0064	0.1714	0.1834	0.175
15 %	2	1.3797	0.0223	0.6009	0.7513	0.202
15 %	4	1.5779	-0.0115	1.5397	1.0968	0.202
15 %	8	1.0490	-0.0061	3.0647	0.4101	0.188
20 %	0.5	1.0663	-0.0148	0.2176	0.1863	0.202
20 %	1	1.0810	-0.0315	0.2516	0.2815	0.175
20 %	2	1.6430	-0.0167	0.8999	1.1192	0.202
20 %	4	1.4530	0.0052	2.0260	0.9874	0.202
20 %	8	0.8402	0.0081	4.1430	0.2406	0.202
Sans contrôle		0.9817	-0.0024	0.0233	0.0457	0.202

L'augmentation de la fréquence génère plus de fluctuations du coefficient de traînée et de portance (C'_D et C'_L), les valeurs maximales sont enregistrées pour la combinaison des amplitudes et fréquences les plus élevées.

Le nombre de Strouhal se réduit de 13% pour une fréquence $r=1$ pour toutes les amplitudes examinées, pour les autres fréquences, (St) garde sa valeur naturelle.

4.3.2.2. Distribution du coefficient de pression moyen

L'influence de la déformation radiale sur la distribution du coefficient de pression moyen est examinée dans cette partie, chaque amplitude a été présentée séparément sur les figures 4.7 à 4.10 pour différentes fréquences appliquées.

La figure 4.7 montre les résultats pour une amplitude $a=5\%$, on constate un changement au niveau du gradient de pression défavorable entre les angles (50° - 80°), ce gradient diminue pour les fréquences 0.5, 1 et 8, par contre, une augmentation est enregistrée pour les autres fréquences. Au-delà de 90° , on constate une réduction du coefficient de pression moyen pour toutes les fréquences examinées.

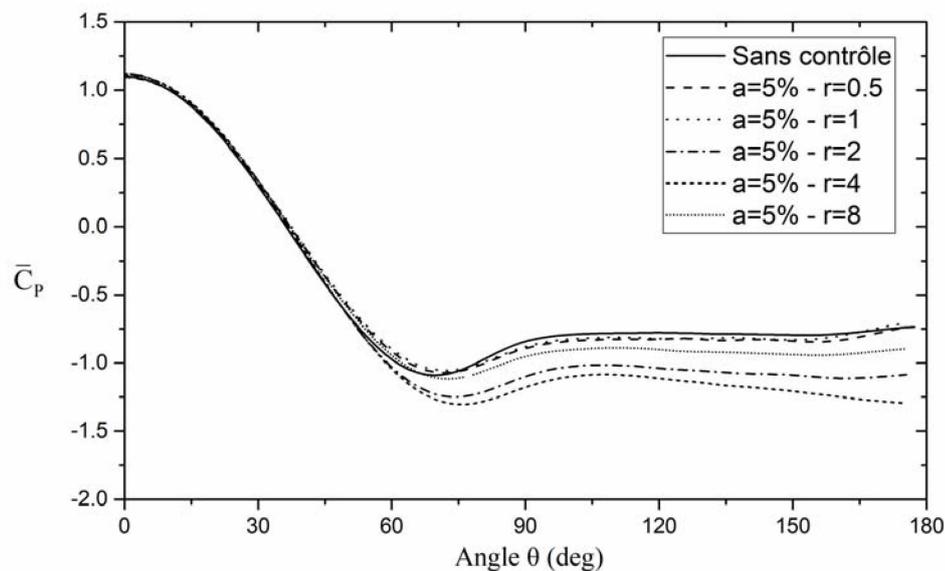


Figure 4.7 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=5\%$.

L'augmentation du gradient de pression défavorable est constatée pour toutes les fréquences appliquées à une amplitude $a=10\%$ (voir figure 4.8). À partir de 90° , les profils contrôlés par des fréquences faibles (0.5 et 1) retrouvent celui du cas sans contrôle, en revanche, une diminution importante est remarquée pour les autres fréquences.

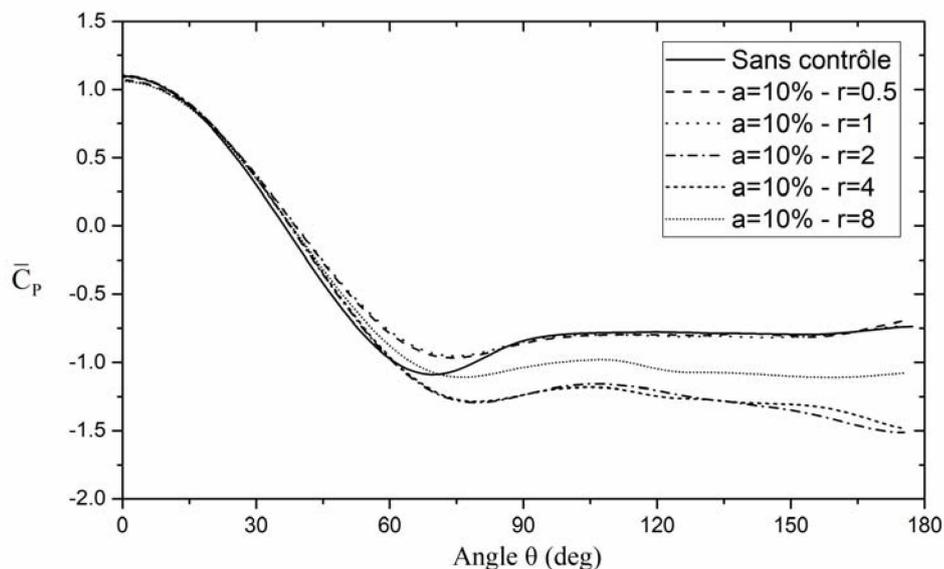


Figure 4.8 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=10\%$.

Les déformations radiales influencent le coefficient de pression au niveau du point de stagnation (0°) par l'application d'une amplitude de 15% présenté dans la figure 4.9. La réduction de la pression dans ce point augmente avec l'augmentation de la fréquence. Pour les autres régions, on a les mêmes constatations précédentes, à savoir augmentation au niveau du gradient pression défavorable et réduction à partir de l'angle de 90° .

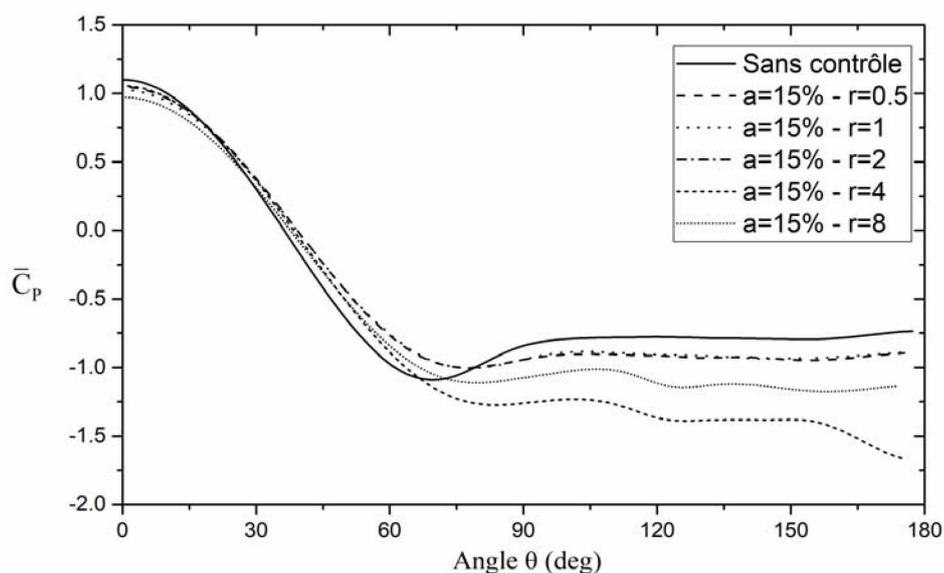


Figure 4.9 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=15\%$.

L'amplitude de déformation la plus élevée $a=20\%$ influence toutes les régions du cylindre (amont, centre et aval) montré dans la figure 4.10. Une importante réduction du coefficient de pression moyen est enregistrée au niveau du point de stagnation notamment pour la fréquence la plus élevée $r=8$ où on a marqué la réduction de la traînée. L'augmentation du coefficient de pression est remarquée également dans le gradient de pression défavorable pour toutes les fréquences étudiées, mais cette augmentation est plus apparente en comparant avec les autres amplitudes. Une diminution du coefficient de pression dans la partie aval est remarquée particulièrement pour la fréquence $r=2$.

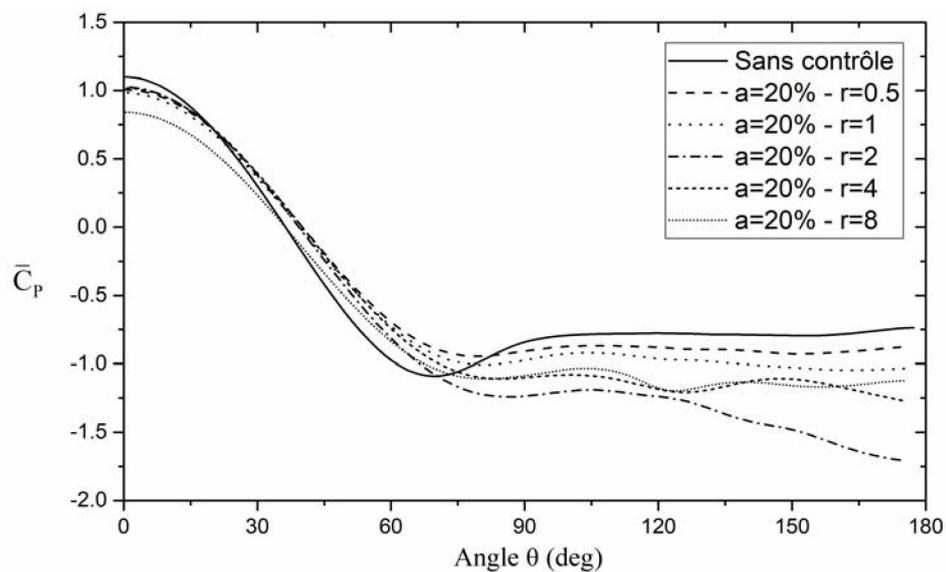


Figure 4.10 : Influence de la fréquence de déformation radiale sur le coefficient de pression moyen pour une amplitude $a=20\%$.

4.3.2.3. Profils de vitesse

Les profils de vitesse sous le contrôle par déformation radiale sont analysés dans cette section, on a tracé les profils dans trois positions différentes dans le sillage proche du cylindre comme indiqué dans les figures 4.11 – 4.14.

Dans la figure 4.11 on a appliqué une amplitude de contrôle de 5% pour différentes fréquences examinées. Pour la vitesse moyenne longitudinale (figure 4.11 (a)), on remarque que les profils sont insensibles au contrôle dans la position ($x/d=1.06$), une réduction des profils est remarquée pour les fréquences $r = 2$ et 4 dans les positions $x/d=1.54$ et 2.02, les autres profils sont légèrement influencés. Les changements de la vitesse moyenne transversale sont remarqués dans les positions proches pour les positions $x/d=1.06$ et 1.54 (voir figure 4.11 (b))

notamment pour les fréquences $r = 2$ et 4 , pour la position ($x/d=2.02$), les profils sont légèrement influencés.

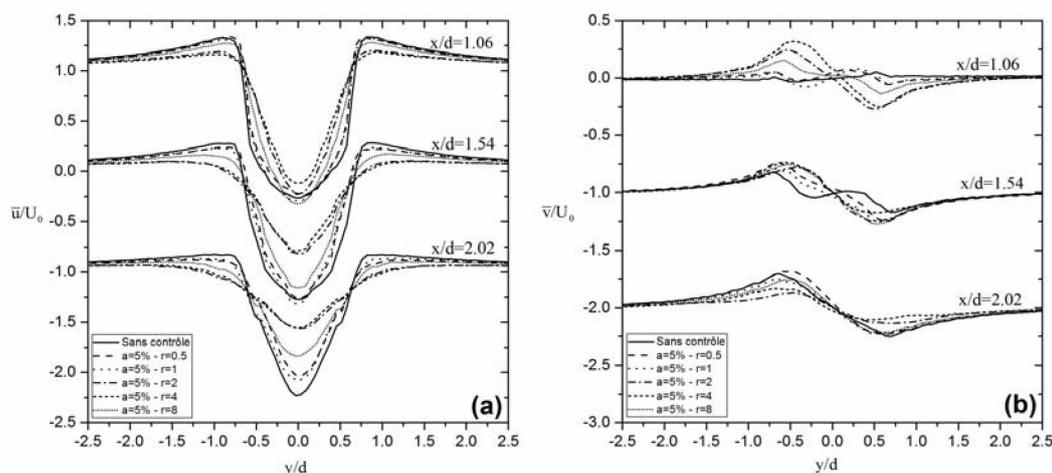


Figure 4.11 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 5\%$.

Les résultats de l'amplitude de 10% sont montrés sur la figure 4.12. Une réduction de la vitesse moyenne longitudinale est constatée pour les fréquences $r = 2, 4$ et 8 dans toutes les positions considérées. La vitesse moyenne transversale est augmentée dans la position $x/d=1.06$ pour les fréquences $r=2$ et 4 avec une direction vers l'axe central ($y/d=0$), les positions restent insensibles sauf la position $x/d=2.02$ où l'aplatissement du profil de la fréquence $r=2$ est constaté.

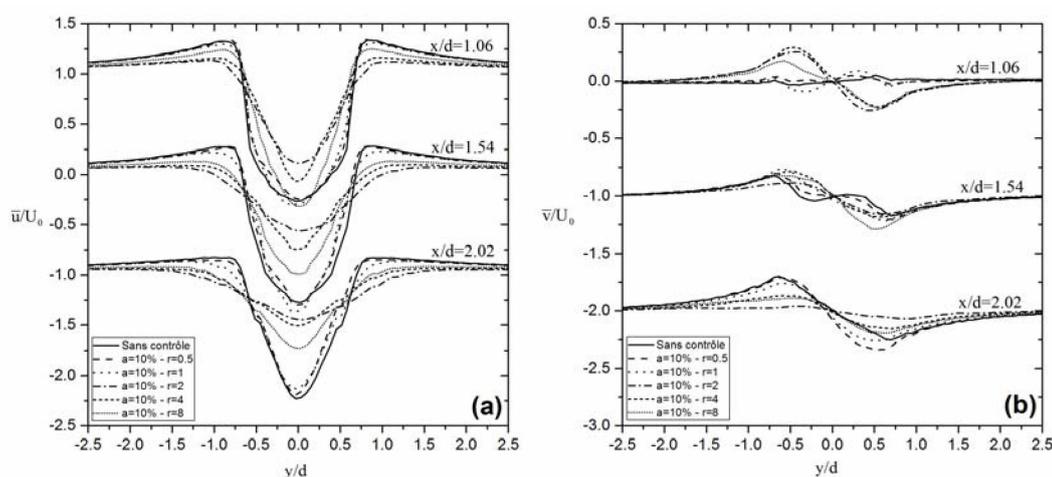


Figure 4.12 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 10\%$.

Le contrôle par une amplitude de 15% montre des changements considérables sur les profils de vitesse longitudinale (voir figure 4.13 (a)), la vitesse longitudinale est diminuée dans toutes les positions pour toutes les fréquences considérées. Pour la vitesse moyenne transversale, des perturbations sont observées dans les positions ($x/d=1.06$ et 1.54), les profils de la position ($x/d=2.02$) sont légèrement influencés par cette amplitude de contrôle.

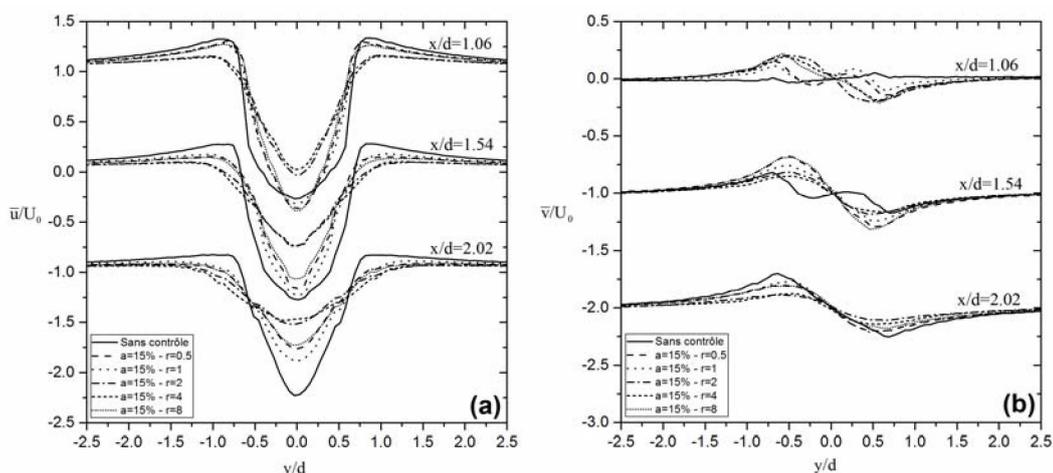


Figure 4.13 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 15\%$.

Les profils de vitesse de l'amplitude la plus grande examinée dans ce contrôle sont tracés sur la figure 4.14. Une réduction des profils de vitesse longitudinale est observée pour toutes les fréquences testées, la réduction importante est remarquée pour une fréquence $r=2$ dans toutes positions (voir figure 4.14 (a)).

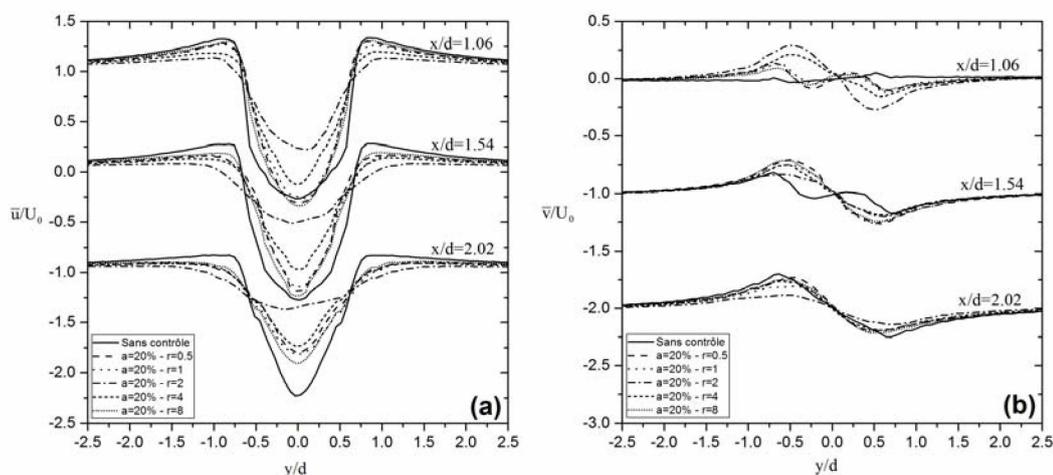


Figure 4.14 : Influence du contrôle par déformation radiale sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale pour une amplitude $a = 20\%$.

Pour les profils de vitesse transversale (figure 4.14 (b)), on fait les mêmes constatations que pour l'amplitude précédente ($a=15\%$).

4.3.2.4. Lignes de courant

Les lignes de courant du champ de vitesse moyenne sont tracées et comparées dans la figure 4.15. La visualisation du cas naturel ou sans contrôle présente deux zones de recirculation attachées en aval du cylindre. La comparaison par rapport au cas sans contrôle montre que l'amplitude (a) n'a pas d'effet sur la longueur de la zone de recirculation, mais cette dernière montre une sensibilité à la fréquence. Pour les fréquences $r = 0.5, 1$ et 8 , la longueur de la zone de recirculation est légèrement diminuée par rapport au cas sans contrôle, le forçage par les fréquences $r = 2$ et 4 réduit considérablement la longueur de la zone de recirculation (presque d'un tiers par rapport au cas sans contrôle).

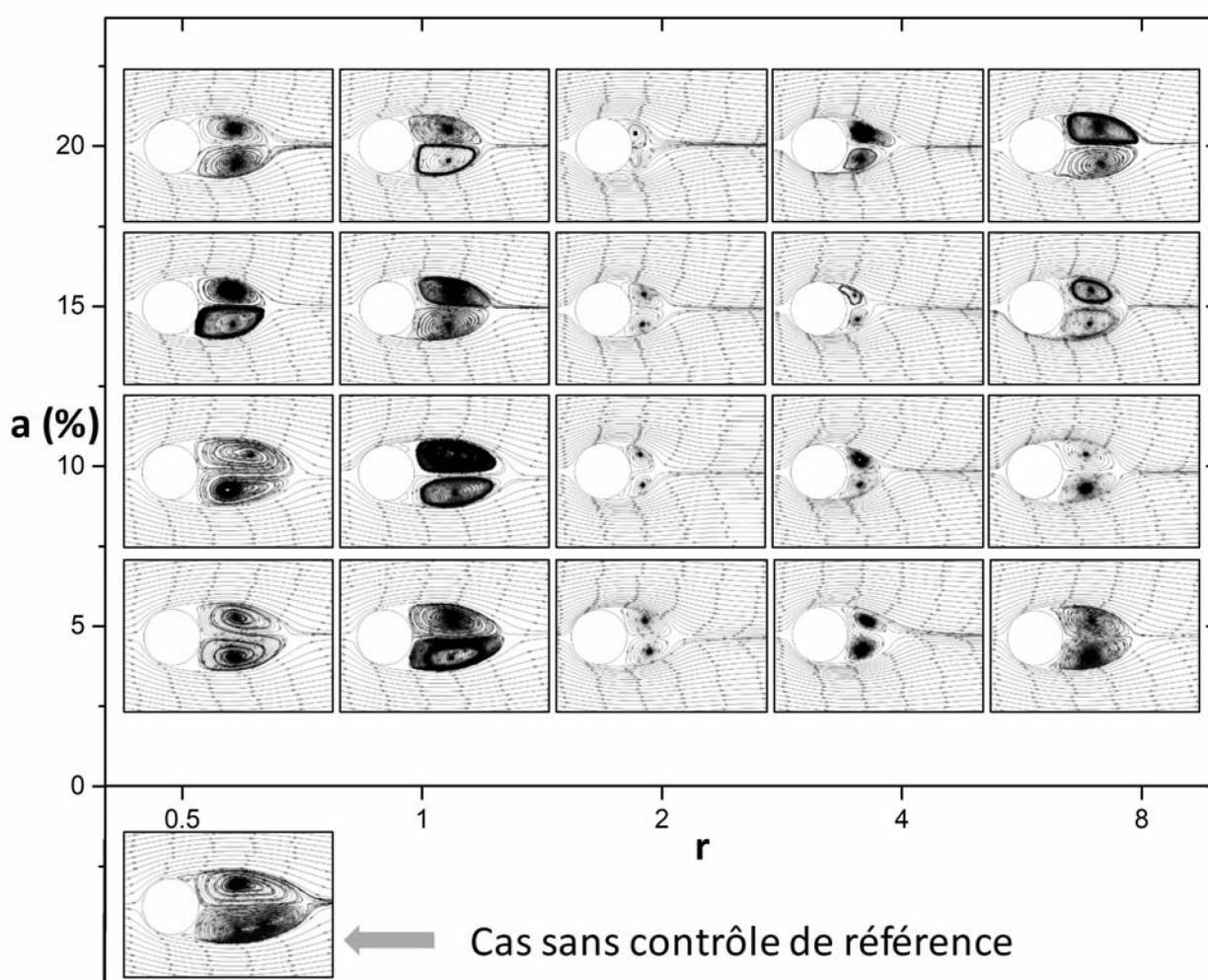


Figure 4.15 : Influence de la déformation radiale sur les lignes de courant du champ de vitesse moyenne.

4.3.2.5. Champ de fluctuation de vitesse

L'effet du contrôle par déformation radiale sur le champ des fluctuations de vitesse est représenté sur la figure 4.16. Comme la transition vers la turbulence s'effectue dans les couches de cisaillement dans cet écoulement, le cas sans contrôle montre que les fluctuations de vitesse commencent dans les couches de cisaillement. Les faibles fréquences de déformation ($r=0.5$ et 1) donnent la même distribution que celle sans contrôle ; dans cette gamme, des fluctuations de vitesse sont remarquées en amont du cylindre, elles augmentent avec l'augmentation de l'amplitude de déformation.

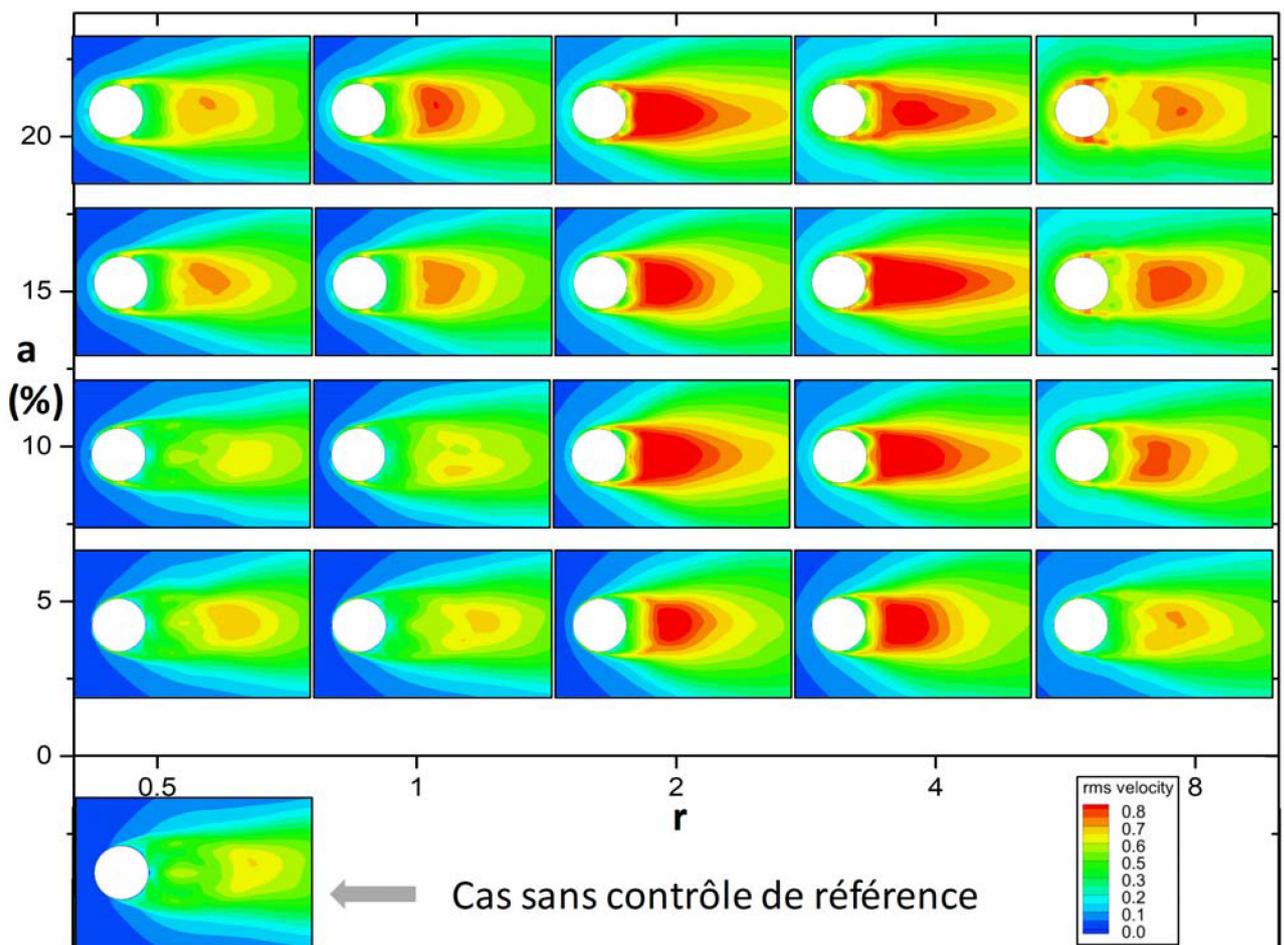


Figure 4.16 : Influence de la déformation radiale sur le champ des fluctuations de vitesse

Pour la plage de fréquence ($r=2$ et 4), on distingue une forte concentration des fluctuations de vitesse derrière le cylindre (dans la zone de recirculation), l'augmentation de l'amplitude dans cette plage de fréquence augmente la zone de fluctuations de vitesse dans le sillage.

Pour la fréquence la plus élevée ($r=8$) examinée, on observe deux régions où se concentrent les fluctuations de vitesse, la première dans la zone de recirculation derrière le cylindre, et la deuxième autour du cylindre (couche limite et couche de cisaillement) et même en amont du cylindre pour les amplitudes élevées.

4.3.2.6. Structure de l'écoulement bidimensionnelle

Le champ de vorticité instantané du sillage proche pour différentes amplitudes et fréquences de contrôle examinées est représenté sur la figure 4.14, le cas sans contrôle est montré en bas pour une base de comparaison. En fait, le sillage proche est très sensible à la fréquence de contrôle c'est-à-dire pour chaque fréquence appliquée, on a une topologie d'écoulement différente.

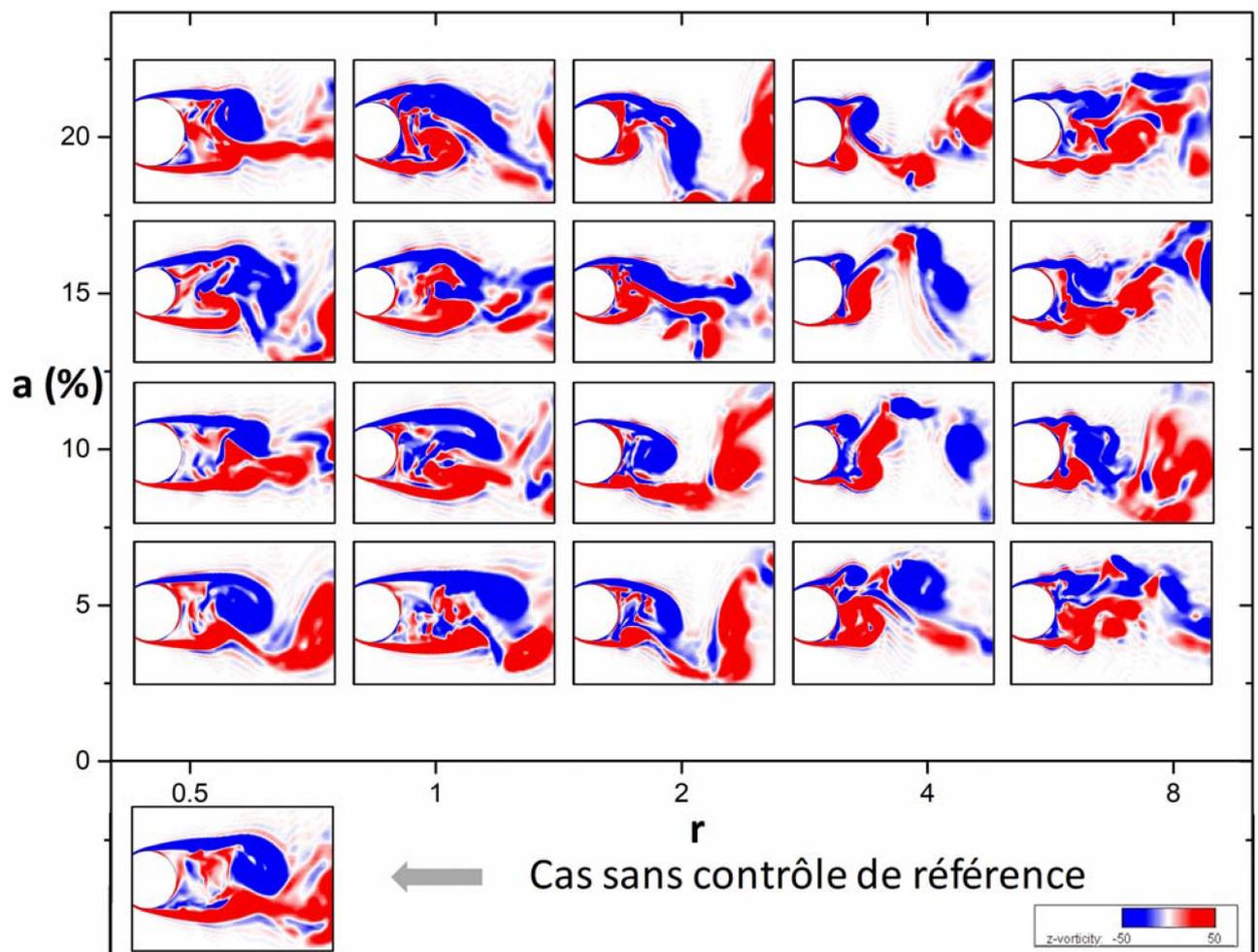


Figure 4.17 : Influence de la déformation radiale sur le champ de vorticité instantané (ω_z)

Nous allons décrire la topologie de l'écoulement selon la fréquence appliquée.

Pour $r=0.5$, on constate que le sillage proche est insensible à cette fréquence de contrôle, la structure de l'écoulement est semblable à celle sans contrôle.

En augmentant la fréquence à $r=1$, on constate une légère réduction de la longueur de la zone de recirculation avec une augmentation de son épaisseur, cette dernière augmente avec les amplitudes plus élevées.

A une fréquence $r=2$, une réduction importante de la longueur de la zone de recirculation reste attachée au cylindre pour toutes les amplitudes examinées.

La fréquence relativement élevée testée ($r=4$) montre que les couches de cisaillement s'enroulent rapidement à côté du cylindre pour former l'allée tourbillonnaire, ce qui donne une zone de recirculation collée au cylindre.

Lors de l'application d'une fréquence ($r=8$) la plus élevée, où le mouvement de la paroi du cylindre est très rapide, on remarque des oscillations au niveau des couches de cisaillement, la longueur de la zone de recirculation est de l'ordre de celle du cas sans contrôle.

4.3.2.7. Structure de l'écoulement tridimensionnel

La structure de l'écoulement tridimensionnel est visualisée sur la figure 4.18 pour toutes les amplitudes et fréquences examinées.

Le sillage proche montre la même topologie de l'écoulement décrite dans la partie précédente. Le sillage lointain ou les structures tourbillonnaires persistent dans le sillage pour tous les paramètres de contrôle appliqués.

Le caractère tridimensionnel chaotique est maintenu dans le sillage de l'écoulement après l'application du contrôle par déformation radiale.

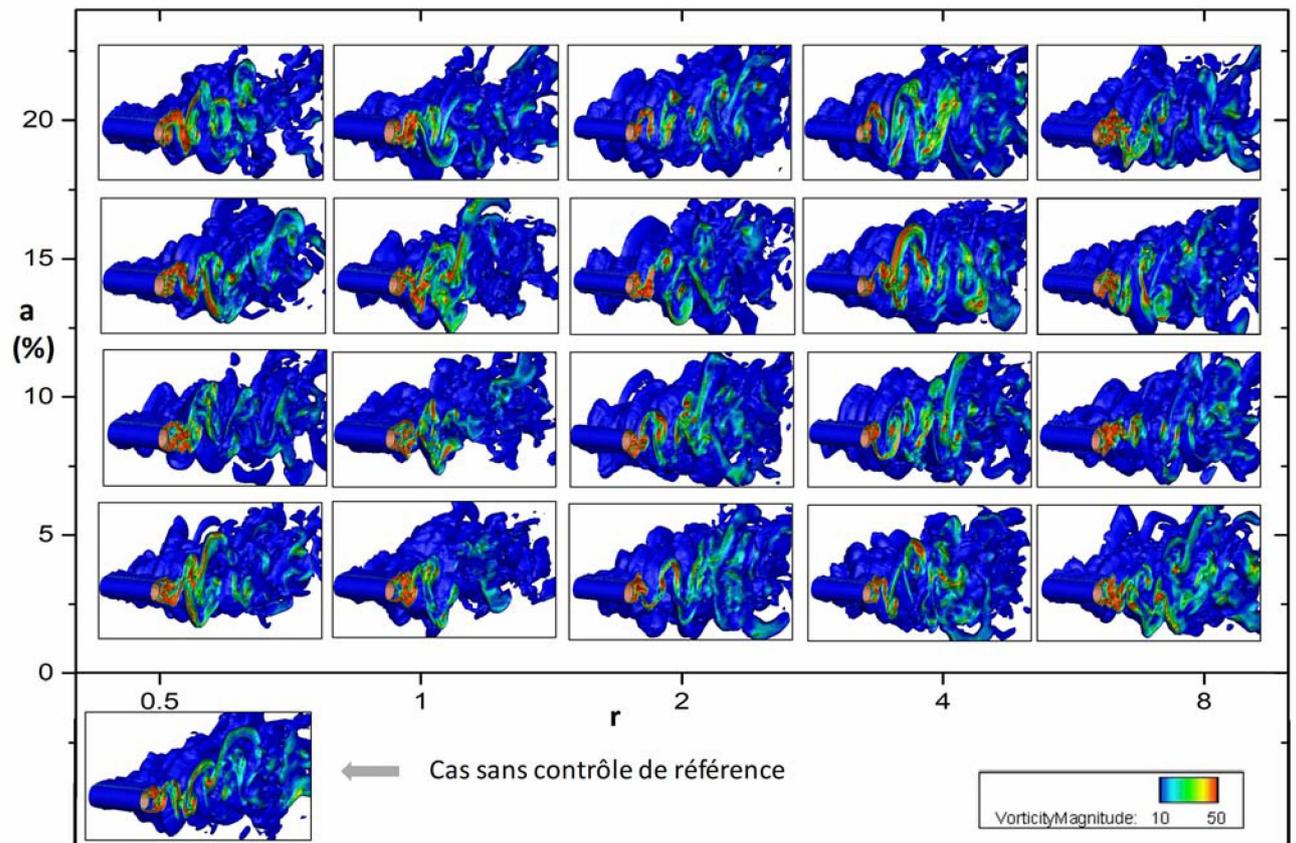


Figure 4.18 : Influence de la déformation sur le champ d'écoulement tridimensionnel

4.4. Conclusion

Des simulations numériques ont été réalisées pour un écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire contrôlé par déformation radiale. On a examiné une large gamme de paramètres. On peut conclure pour cette partie que :

- Un taux de réduction de 15% est enregistré pour le coefficient de traînée par cette technique, en revanche le coefficient de portance garde sa valeur nulle. Les fluctuations de ces coefficients augmentent avec l'application du contrôle.
- Les hautes amplitudes et fréquences appliquées montrent une diminution du coefficient de pression dans le point de stagnation, ce qui contribue à la réduction de la traînée.

- La région de 'lock-on' est remarquée dans la gamme de fréquence 2 et 4 où une réduction de la longueur de la zone de recirculation et une augmentation des fluctuations de vitesse sont constatées.
- L'investigation du sillage proche montre différents modes d'émission tourbillonnaire et des changements considérables de la structure de l'écoulement dans cette zone.

CHAPITRE 5

CONTROLE DE L'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN CYLINDRE PAR ROTATION STATIONNAIRE

5.1. Introduction

Un autre contrôle par mouvement de la paroi est élaboré dans ce chapitre, il s'agit d'introduire un mouvement de rotation stationnaire sur le cylindre autour de son axe central. (α) est le seul paramètre de contrôle, il est défini comme le rapport entre la vitesse tangentielle et la vitesse de l'écoulement libre :

$$\alpha = \frac{U_{\text{teng}}}{U_0} = \frac{\varphi \frac{d}{2}}{U_0} \quad 5.1$$

φ est la vitesse de rotation du cylindre, exprimée en radian par seconde.

Aucune fonction (UDF) n'est requise pour l'implémentation du contrôle par rotation stationnaire, car le code dispose de l'option « paroi en mouvement » (moving wall) en mode translation et rotation, ce dernier permet d'imposer la vitesse de rotation φ sur le cylindre. Le sens des aiguilles d'une montre est choisi pour le sens de la vitesse de rotation.

5.2. Description du domaine et paramétrage de calcul

Le domaine de calcul est maintenu comme celui utilisé dans les chapitres précédents (voir la description dans la section 3.2), néanmoins une nouvelle résolution du maillage sera examinée dans ce chapitre. Le seul changement introduit pour le paramétrage de calcul est d'utiliser un modèle de sous-maille de Smagorinsky-Lilly dynamique (avec deux filtres), ce modèle de sous-maille calcule dynamiquement la valeur de la constante de Smagorinsky (C_s), les autres paramètres de calcul sont gardés comme ceux de la section 3.3.

5.3. Résultats et discussions

5.3.1. Validation du cas sans rotation stationnaire

5.3.1.1. Principaux paramètres moyens de l'écoulement

Une nouvelle étude de la sensibilité du maillage est effectuée dans cette partie. Le tableau 5.1 montre les grilles testées, elles ont 325 cellules sur l'axe longitudinal (N_x), deux valeurs différentes (200 cellules et 300 cellules) ont été testées pour le nombre de cellules autour du cylindre (N_r) et différentes résolutions de cellule selon l'envergure ont été examinées variant entre 28 et 58 cellules. Le nombre total de cellules peut atteindre 5 millions (grille 5), ce cas a été exécuté sur un cluster de 48 cores de l'université de Khalifa Abou Dhabi aux Émirats Arabes Unis. Les autres cas ont été effectués dans le centre de calcul du centre de recherche nucléaire de Birine sur une machine de 32 cores. Environ un mois de calcul est nécessaire pour chaque cas afin d'avoir les valeurs moyennes pour les grilles 1,2 et 3 (les quantités moyennées sont basées sur une moyenne de 30 cycles équivalant à 60 lâchers de tourbillons), plus de deux mois pour la grille 4, et un mois sur un cluster pour la grille 5.

Les paramètres moyens sont comparés avec les données expérimentales de Norberg [13], Lourenco [14], Ong et Wallace [16] et Parnaudeau et al. [17] dans le tableau 5.1. L'estimation du coefficient de traînée montre un très bon accord pour toutes les grilles testées (maximum d'erreur de 2%), la grille 1 donne une erreur de moins de 1%. Pour le nombre de Strouhal, les valeurs trouvées ont une erreur de 10% pour les grilles 1,2 et 3, et une erreur de 2 % pour les grilles 4 et 5. On a une surestimation de la longueur de la zone de recirculation (L_r/d) pour toutes les grilles examinées, la valeur minimale est trouvée pour la grille 1 avec une erreur de 10% par rapport au résultat de Parnaudeau et al. [17], les autres grilles donnent des

erreurs entre 20% et 30%. Une très bonne estimation de l'angle de séparation (θ_s) est trouvée pour les grilles 1, 2 et 3, une surestimation est remarquée pour les grilles 4 et 5.

D'après cette comparaison, la grille 1 donne une bonne estimation des paramètres principaux moyens qui concordent avec les données expérimentales disponibles, on ajoute également que la grille 1 a un temps de calcul raisonnable (moins d'un mois de calcul sur une machine de 32 cores). Donc la grille 1 sera sélectionnée pour l'application du contrôle par rotation stationnaire.

Tableau 5.1 : Comparaison des principaux paramètres moyens de l'écoulement avec les données expérimentales.

Cas	N_r	N_z	Cells	\bar{C}_D	\bar{C}_L	C'_D	C'_L	St	L/d	θ_s (deg)
Norberg [13]	-	-	-	0.986± 0.005	-	-	-	0.2156 ±0.005	1.336 ±0.2	-
Lourenco [14]	-	-	-	0.98 ± 0.05	-	-	-	0.21	1.19	86
Ong et Wallace [16]	-	-	-	0.986± 0.005	-	-	-	0.21	-	-
Parnaudeau et al. [17]	-	-	-	-	-	-	-	0.21	1.56	-
Grille 01	200	38	1.21M	0.990	-0.0067	0.0205	0.0822	0.188	1.72	85.5
Grille 02	200	48	1.52M	0.958	0.0024	0.0115	0.0478	0.188	2.03	85.5
Grille 03	200	58	1.84M	0.970	0.0004	0.0176	0.0490	0.188	1.88	85.5
Grille 04	300	24	3.28M	0.963	0.0069	0.0121	0.036	0.215	1.92	87.6
Grille 05	300	36	4.93M	0.975	-0.0016	0.0191	0.045	0.215	-	-

5.3.1.2. Distribution du coefficient de pression moyen

La distribution du coefficient de pression moyen de la grille 1 est comparée avec les résultats expérimentaux de Norberg [13] sur la figure 5.1. La comparaison montre que la distribution estimée est très cohérente avec celle expérimentale le long de la surface du cylindre.

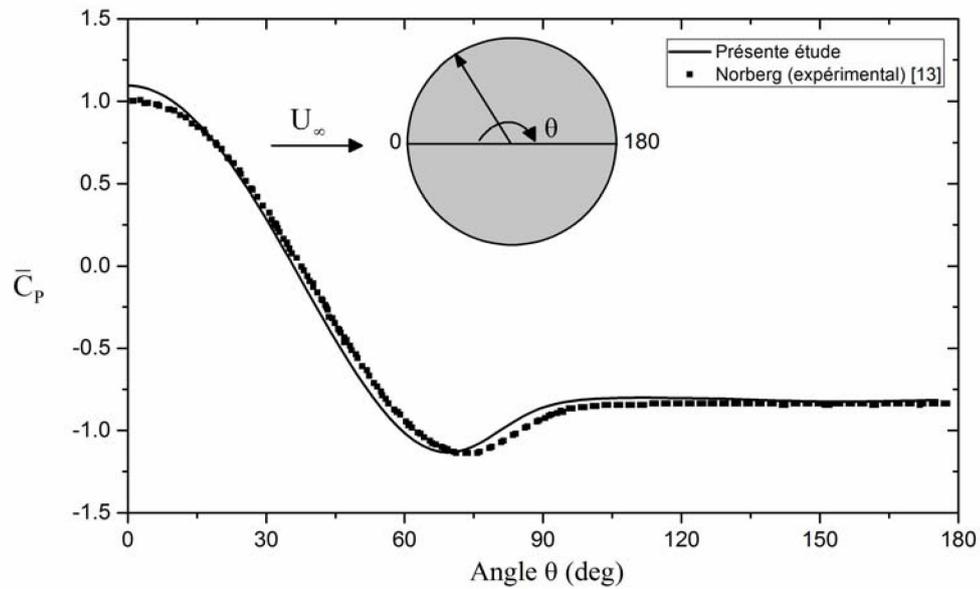


Figure 5.1 : Distribution du coefficient de pression moyen autour du cylindre.

5.3.1.3. Profils de vitesse

La vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale est tracée sur la figure 5.2, une cohérence du profil de vitesse est constatée lors de la comparaison avec les résultats expérimentaux de Parnaudeau et al. [17], néanmoins une surestimation la longueur de la zone de recirculation est remarquée dans ce profil (vers $x/d=1.8$) mais reste proche du profil expérimental avec une faible erreur.

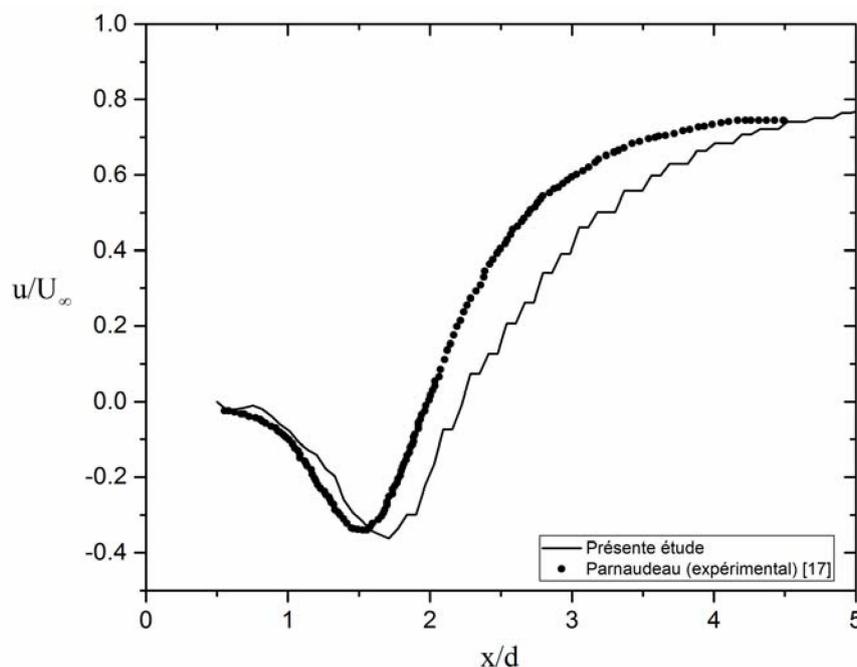


Figure 5.2 : Vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne centrale ($y/d=0$).

La figure 5.3 montre les profils de vitesse longitudinale et transversale dans la région proche derrière le cylindre, ils sont comparés également avec les résultats expérimentaux de Parnaudeau et al. [17], un très bon accord est enregistré pour les profils de vitesse longitudinale dans les positions ($x/d=1.06$ et 1.54) avec une forme de (U) dans la région proche et une forme (V) dans la région plus lointaine comme rapporté dans le cas expérimental (voir figure 5.3 (a)), il faut souligner que le profil est légèrement surestimé dans la position ($x/d=2.02$). Une concordance des profils de vitesse transversale avec ceux de l'expérimental est remarquée dans toutes les positions considérées (voir figure 5.3 (b)).

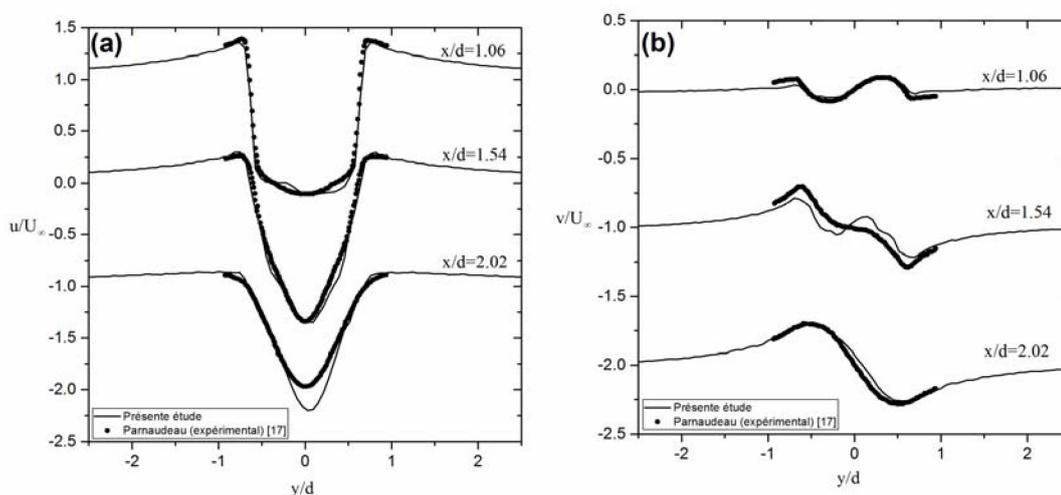


Figure 5.3 : Vitesse moyenne longitudinale et transversale dans différentes positions dans le sillage.

5.3.1.4. Structure de l'écoulement

La figure 5.4 illustre les contours de l'allée tourbillonnaire de Karman développée derrière le cylindre circulaire simulée à l'aide de la grille 1 en utilisant l'approche (LES) et (URANS). Cet écoulement est composé des couches de cisaillement formées par le détachement des couches limites, ces couches de cisaillement s'enroulent dans la zone de recirculation afin de former les tourbillons. La comparaison des contours obtenus par l'approche (LES) et (URANS) confirme que cette dernière n'est pas recommandée pour ce type d'écoulement, on ajoute également que (URANS) est basée sur une moyenne statistique ; par conséquent une perte d'information sur les petites échelles qui sont moyennées avec les grandes échelles et les contours de (URANS) de la figure 5.4 ne présente pas des petites échelles.

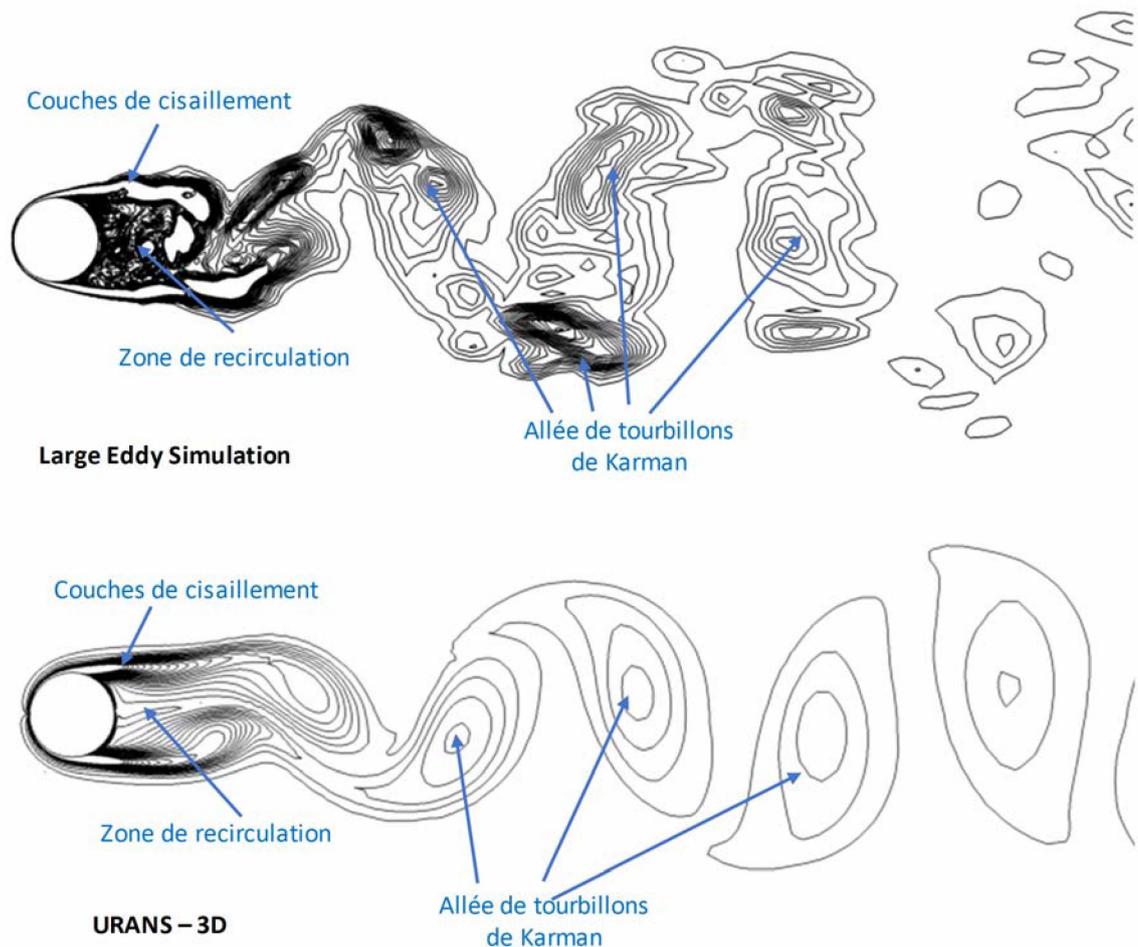


Figure 5.4 : Contours du champ de vorticité instantané réalisés par l'approche (LES) et (URANS).

Les lignes de courant du champ de vitesse moyenne sont montrées sur la figure 5.5, on distingue deux tourbillons jumeaux attachés au cylindre, dûs au passage moyen du champ de vitesse, cette configuration nous permet d'estimer la longueur de la zone de recirculation ($L_r/d=1.72$) et l'angle de séparation ($\theta_s = 85.5^\circ$).

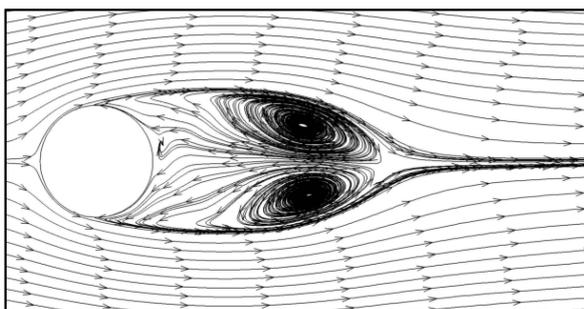


Figure 5.5 : Lignes de courant du champ de vitesse moyenne.

5.3.2. Résultats du cas de rotation stationnaire

Dans la section précédente, on a obtenu un très bon accord entre les résultats de la grille 1 et les résultats expérimentaux disponibles. Dans la section suivante, la grille 1 sera une base de comparaison afin d'étudier l'influence de la rotation stationnaire sur cet écoulement.

5.3.2.1. Principaux paramètres moyens de l'écoulement

Les résultats de l'application du contrôle par rotation stationnaire sur les principaux paramètres de l'écoulement sont présentés dans le tableau 5.2.

Le coefficient de traînée moyen (\bar{C}_D) diminue avec l'augmentation du rapport de vitesse (α) jusqu'à $\alpha=2$, où on a enregistré 75% de réduction de traînée. En augmentant davantage le rapport de vitesse ($\alpha=4$), on remarque que le coefficient de traînée moyen est augmenté, mais il reste en dessous de la valeur sans contrôle (le taux de réduction pour ce cas est de 35%). Pour un rapport de vitesse élevé ($\alpha=8$), le coefficient de traînée moyen estimé dépasse la valeur sans contrôle.

Tableau 5.2 : Influence de la rotation stationnaire sur les principaux paramètres moyens de l'écoulement.

α	\bar{C}_D	\bar{C}_L	C'_D	C'_L	St
0.5	0.9012	0.6581	0.0354	0.0669	0.175
1	0.7490	1.5664	0.0579	0.1422	0.202
2	0.2395	4.8853	0.0235	0.0519	0.107
4	0.6203	10.6754	0.0918	0.3906	-
8	1.2598	13.7354	0.4832	1.4085	-
Sans contrôle	0.990	-0.0067	0.0205	0.0822	0.188

Le coefficient de portance moyen (\bar{C}_L) ne garde pas sa valeur nulle dans ce contrôle, en effet (\bar{C}_L) augmente linéairement avec le rapport de vitesse (α). Et même les fluctuations du coefficient de portance et de traînée (C'_L et C'_D) augmentent linéairement avec le rapport de vitesse (α).

Le nombre de Strouhal est légèrement réduit pour $\alpha=0.5$ et 1, mais il est diminué de la moitié de sa valeur pour $\alpha=2$. Il n'y a pas d'émission tourbillonnaire est remarqué pour $\alpha=4$ et 8 (suppression de l'allée tourbillonnaire)

5.3.2.2. Distribution du coefficient de pression moyen

Le coefficient de pression moyen sous contrôle par rotation stationnaire est examiné dans la figure 5.6. Le coefficient de pression moyen est caractérisé par une symétrie axiale entre la partie supérieure (0° jusqu'à 180°) et inférieure (0° jusqu'à -180°) du cylindre, cette caractéristique est perdue lors de l'application

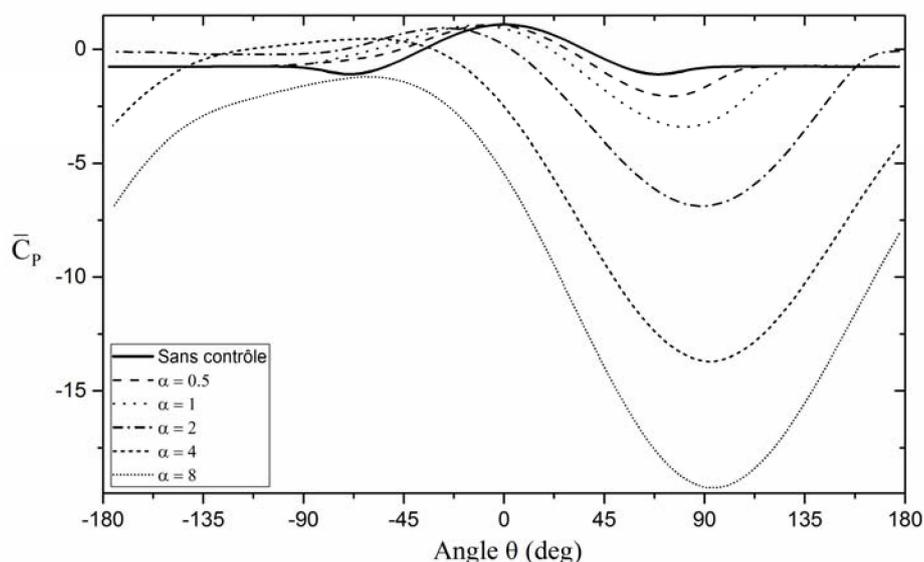


Figure 5.6 : Influence de la rotation stationnaire sur le coefficient de pression moyen.

du contrôle par rotation stationnaire, une réduction importante de la pression est remarquée sur la partie supérieure du cylindre, l'augmentation de (α) réduit également cette pression ce qui va contribuer à la force de portance.

5.3.2.3. Profils de vitesse

La symétrie des profils de vitesse moyenne longitudinale et transversale est également perdue lors de l'application du contrôle par rotation stationnaire. L'inclinaison de la zone de recirculation est remarquée dans les profils de vitesse moyenne longitudinale, la forme naturelle des profils disparaît à partir de $\alpha=4$, où ils commencent à s'aplatir. D'autre part, l'augmentation des profils de vitesse moyenne transversale est distinguée pour $\alpha=4$ et 8, les autres profils sont légèrement influencés.

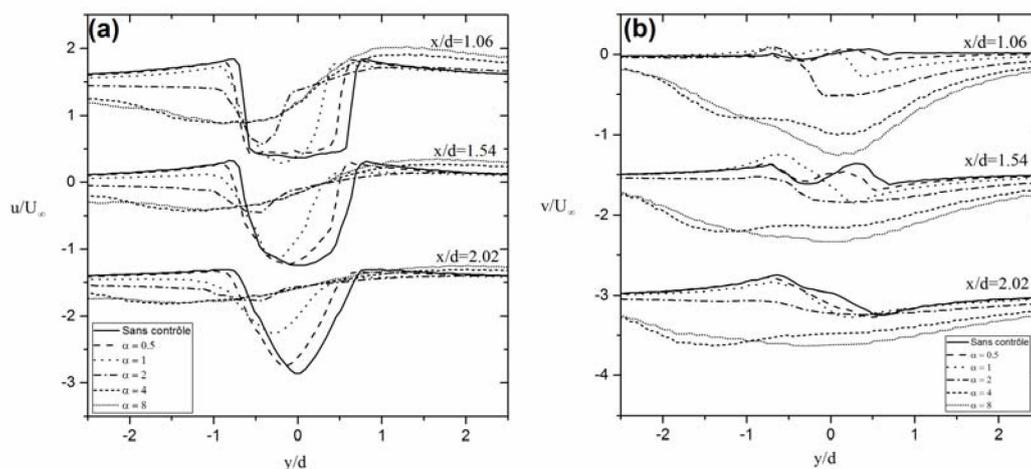


Figure 5.7 : Influence de la rotation stationnaire sur la vitesse moyenne longitudinale et transversale.

5.3.2.4. Lignes de courant

La figure 5.8 illustre les lignes de courant pour différents rapports de vitesse de rotation examinés. Avant d'appliquer le contrôle, on constate deux tourbillons jumeaux attachés derrière le cylindre. Pour $\alpha=0.5$, la zone de recirculation commence à tourner vers le bas avec une petite réduction de sa longueur. Dans la

gamme des rapports de vitesse $\alpha=1$ et 2, la zone de recirculation est entraînée par le mouvement de rotation du cylindre, ce qui réduit sa longueur, les deux tourbillons restent attachés au cylindre, mais de taille différente (le premier dans le sens de rotation du cylindre et plus petit que l'autre). On distingue également un rapprochement entre le point de stagnation et le point de rattachement des tourbillons. Les valeurs élevées du rapport de vitesse montrent un changement entier de la structure des lignes de courant, la zone de recirculation est complètement supprimée par la vitesse de rotation élevée du cylindre, on ajoute que le point de stagnation et le point de rattachement sont réunis.

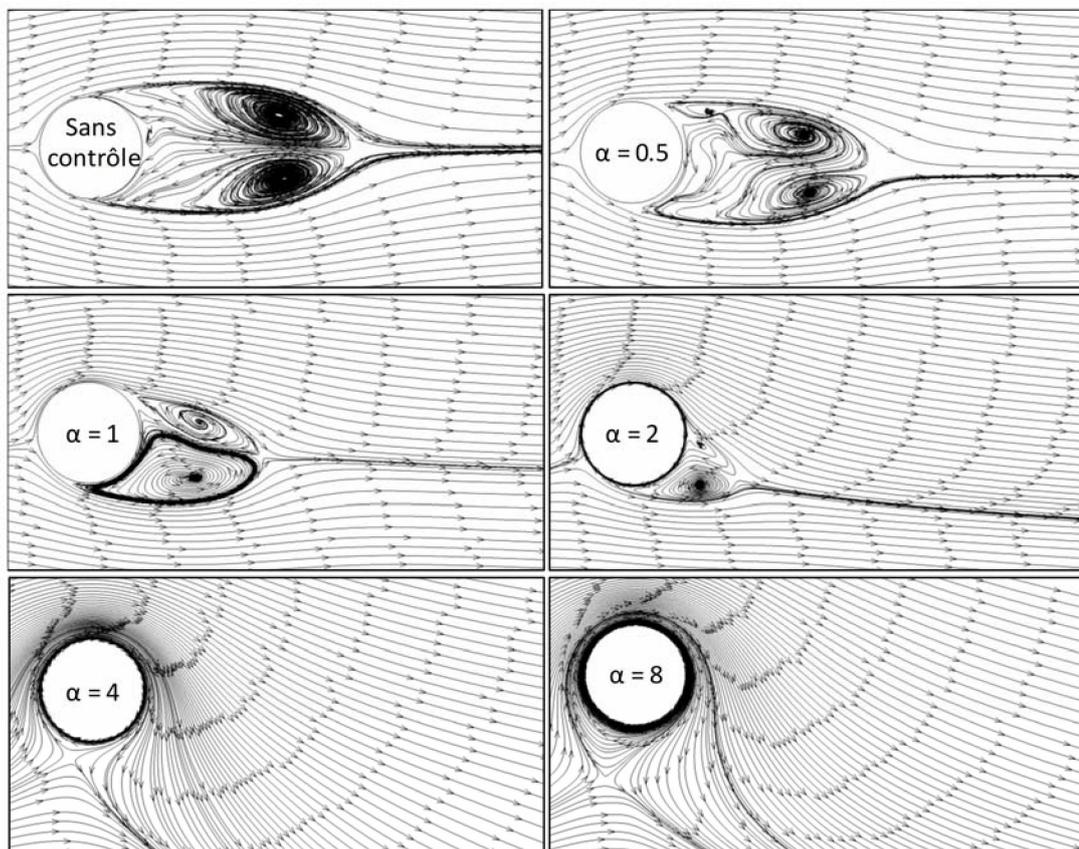


Figure 5.8 : Influence de la rotation stationnaire sur les lignes de courant du champ de vitesse moyenne.

5.3.2.5. Champ de fluctuations de vitesse

Les fluctuations de vitesse sont analysées avec et sans contrôle par rotation stationnaire sur la figure 5.9. La figure sans contrôle montre que les fluctuations commencent derrière le cylindre (transition naturelle vers la turbulence dans les couches de cisaillement), puis les fluctuations de vitesse augmentent dans la zone de formation des tourbillons. Lorsque le paramètre de contrôle α prend les valeurs 0.5 et 1, le champ de fluctuations de vitesse reste similaire à celui du cas sans contrôle. Pour $\alpha=2$, le champ de fluctuation est réduit et même les fluctuations n'atteignent pas les valeurs maximales. L'application des valeurs maximales de α (4 et 8) montre que les fluctuations de vitesse se concentrent autour du cylindre (peut-être que les couches de cisaillement sont entraînées par le mouvement rotatif du cylindre), une forte fluctuation de vitesse est observée autour et en bas du cylindre pour $\alpha=8$.

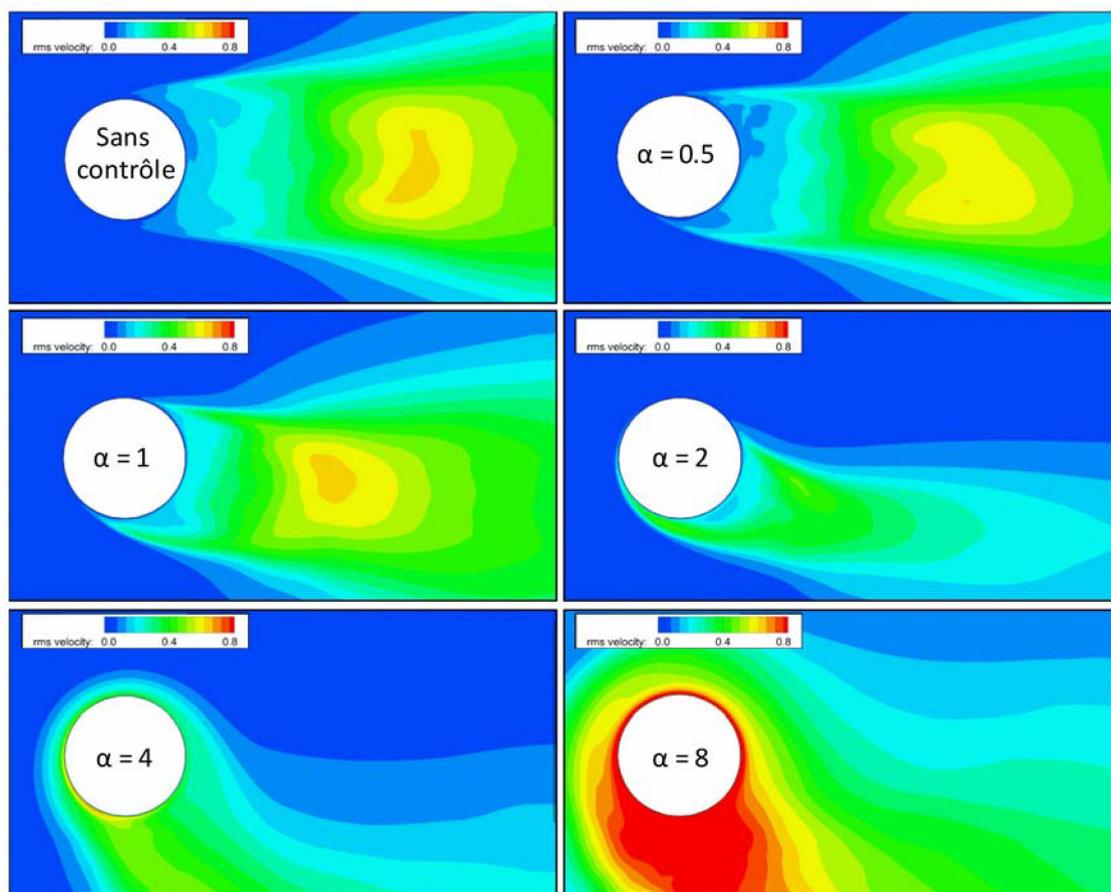


Figure 5.9 : Influence de la rotation stationnaire sur le champ de fluctuations de vitesse

5.3.2.6. Structure de l'écoulement bidimensionnel

Le champ de vorticité de l'écoulement autour d'un cylindre nous permet d'analyser le comportement du sillage proche sous l'effet de la rotation stationnaire du cylindre. On a représenté des visualisations sur la figure 5.10 pour toutes les valeurs de α considérées. Lorsque $\alpha=0.5$, la vitesse de rotation n'a pas d'influence sur la topologie de l'écoulement. L'effet de la rotation est remarqué à partir du moment où α prend la valeur 1, les couches limites et de cisaillement sont aspirées du côté inférieur et repoussées du côté supérieur du cylindre ; par conséquent une inclinaison de la zone de recirculation vers le bas et une réduction de sa longueur sont remarquées. Pour $\alpha=2$, où l'on observe une réduction importante de la longueur et l'épaisseur de la zone de recirculation, l'inclinaison dans ce cas est plus

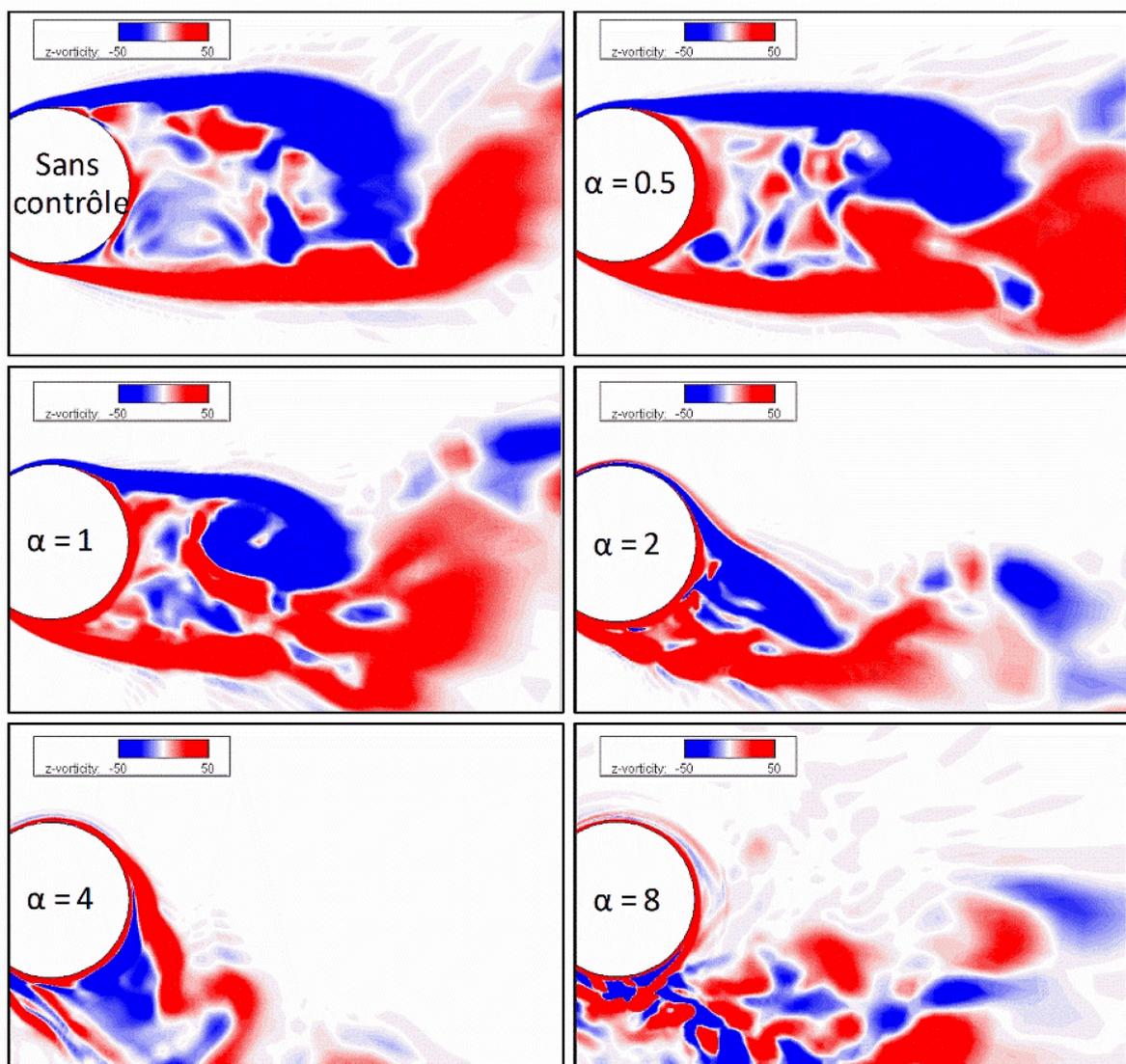


Figure 5.10 : Influence de la rotation stationnaire sur le champ de vorticité bidimensionnelle

grande que celle du cas $\alpha=1$. Pour les vitesses de rotation élevées ($\alpha=4$ et 8) la zone de recirculation est complètement supprimée, elle est remplacée par l'émission des couches de cisaillement vers le bas (voir la vorticité positive de $\alpha=4$), par contre pour $\alpha=8$ un fort mélange de vorticité positive et négative est observé du côté inférieur du cylindre. On observe également que pour $\alpha=4$ et 8 , seule la vorticité positive entoure le cylindre contrairement au cas sans contrôle.

5.3.2.7. Structure de l'écoulement tridimensionnel

Le champ de vorticité instantané est visualisé avec et sans contrôle sur la figure 5.11. Pour $\alpha=0.5$ et 1 , la structure de l'écoulement est légèrement influencée par la rotation du cylindre, on constate que l'allée tourbillonnaire et le caractère chaotique du sillage persistent au contrôle, la zone de recirculation est légèrement inclinée pour ces faibles vitesses de rotation. En augmentant davantage α pour une valeur 2 , on remarque une suppression de l'allée tourbillonnaire et une réduction de l'épaisseur du sillage et même du mouvement chaotique. Les couches de cisaillement du côté supérieur du cylindre sont entraînées par le mouvement de rotation. Pour le rapport élevé de vitesse appliquée ($\alpha=4$ et 8), la vitesse de rotation élevée entraîne une masse de vorticité autour du cylindre augmentant l'épaisseur du sillage.

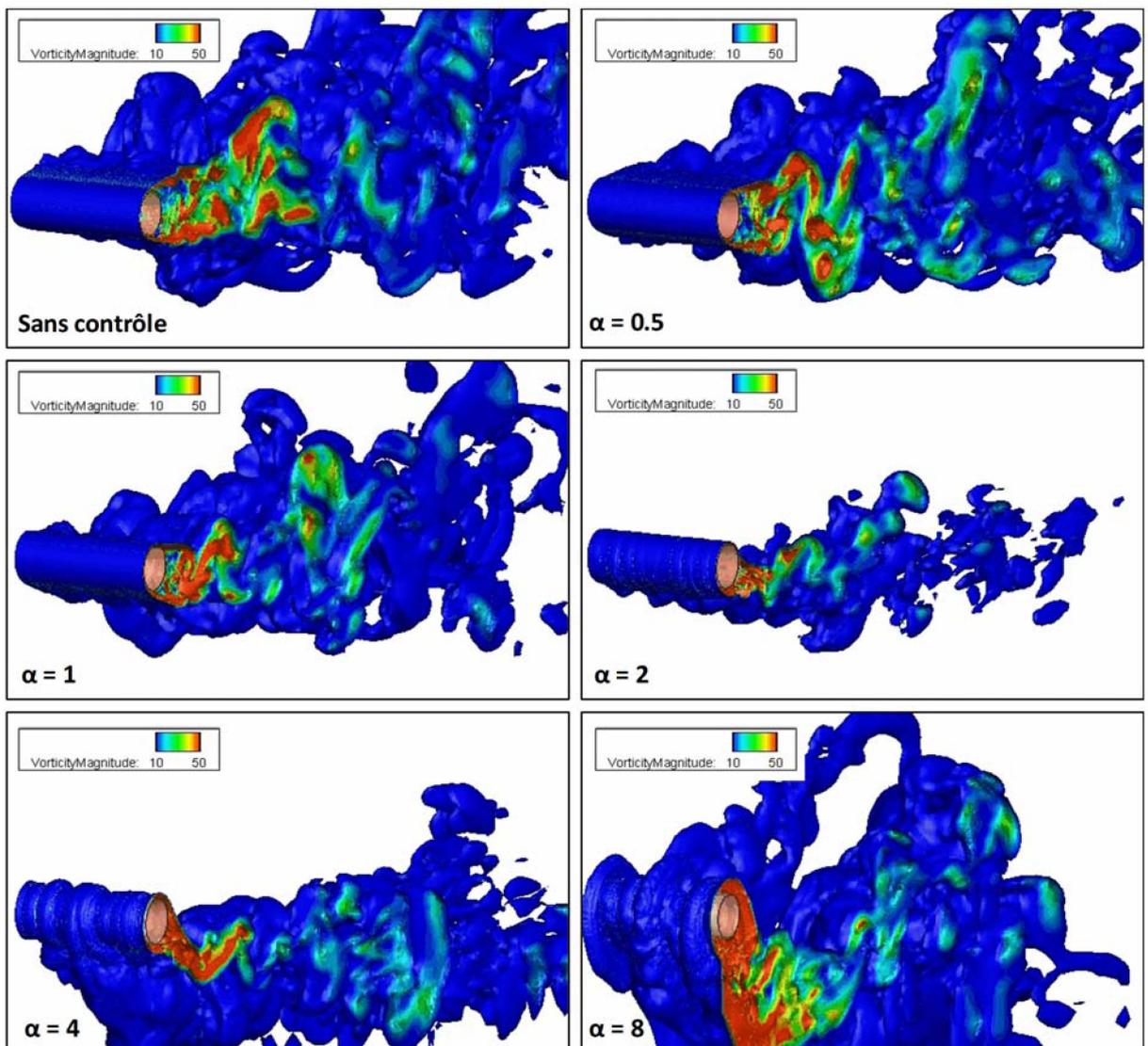


Figure 5.11 : Influence de la rotation stationnaire sur le champ de vorticité tridimensionnelle

5.4. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une simulation des grandes échelles d'un écoulement turbulent autour d'un cylindre pour $Re_D=3900$ contrôlé par rotation stationnaire. On a examiné différentes valeurs du paramètre de contrôle α variant entre 0 et 8. On a remarqué que la suppression de l'allée tourbillonnaire est atteinte pour $\alpha = 2$, qui représente la valeur critique de (α_c). On a remarqué également pour cette valeur, une réduction importante des fluctuations de vitesse et de la longueur de la zone de recirculation.

Le coefficient de portance augmente linéairement avec (α) , la différence de pression créée entre la partie supérieure et inférieure du cylindre contribue à la force de portance.

La structure de l'écoulement bidimensionnel et tridimensionnel montre des changements considérables, notamment à grand rapport de vitesse de rotation du cylindre, la vitesse de rotation élevée entraîne les couches de cisaillement, ce qui donne une masse de fluide en rotation entourant le cylindre et générant plus de fluctuation de vitesse. Le passage vers le champ moyen de ces cas montre que le point de stagnation et le point de rattachement sont réunis.

CONCLUSION GENERALE

Cette étude s'inscrit dans les activités de recherche du contrôle des écoulements autour des corps non-profilés « bluff body ». La géométrie cylindrique choisie a une forme simple, mais son écoulement comporte tous les phénomènes que l'on peut trouver dans un écoulement autour d'un corps non-profilé. L'écoulement autour d'un cylindre circulaire est un cas canonique pour la validation des méthodes numériques en raison de la disponibilité des données expérimentales dans la littérature.

Dans un premier temps, nous avons élaboré des simulations numériques d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire à un nombre de Reynolds $Re=3900$ stationnaire (sans contrôle). La raison du choix de ce nombre de Reynolds est due aux larges disponibilités des données expérimentales d'une part, et la topologie de l'écoulement qui comporte une transition naturelle et le transport de la turbulence d'autre part. La résolution des équations gouvernantes le système est réalisée à l'aide de l'approche de simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation). Des grilles hexaédriques et un raffinement du maillage autour du cylindre ($Y^+ \approx 1$) sont considérés et implémentés dans le code commercial 'ANSYS Fluent' afin de se rapprocher des résultats expérimentaux. La validation des résultats obtenus des cas sans contrôle construit une base de comparaison, afin de percevoir l'effet des contrôles considérés sur le comportement de cet écoulement dans la partie suivante de ce travail. On a testé une simulation à l'aide de l'approche statistiques (URANS) de cet écoulement ; la visualisation de la structure montre que cette méthode n'est pas capable de saisir tous les détails de l'écoulement.

Dans un second temps, nous avons appliqué trois contrôles par mouvement de la paroi, il s'agit d'une oscillation rotative autour dans son axe central, d'une déformation radiale avec une loi sinusoïdale et d'une rotation stationnaire. Il faut souligner qu'un temps de calcul énorme est nécessaire, on l'estime en effet à 18 mois de calcul pour tous les cas de validation (sans contrôle), 9 mois pour les cas

d'oscillation rotative, 9 mois également pour les cas de déformation radiale et le dernier contrôle par rotation stationnaire a pris 6 mois de calcul. Nous avons effectué tous ces calculs dans le centre de calcul du Centre de Recherche Nucléaire de Birine.

A l'aide d'une fonction UDF pour la mise en œuvre du contrôle par oscillation rotative, la stratégie est efficace pour contrôler cet écoulement, notamment dans le régime de synchronisation « lock-on ». La visualisation de la structure de l'écoulement bidimensionnel nous permet de distinguer les modes d'émission rapportés par Tokomaru [94] dans son travail expérimental, à savoir les modes dual, global, local et couche de cisaillement. L'analyse de la structure de l'écoulement tridimensionnel montre que le caractère chaotique de l'écoulement se réduit à un écoulement bidimensionnel dans le régime de synchronisation. Cette constatation n'est jamais rapportée dans les études précédentes. On a enregistré pour ce régime une diminution des fluctuations de vitesse et une réduction de la traînée qui dépasse la moitié par rapport à la valeur sans contrôle, ce qui représente un résultat important de l'étude.

Des déformations radiales sinusoïdales sont la deuxième dynamique de contrôle appliquée au cylindre, une fonction (UDF) et un maillage dynamique sont requis pour introduire cette loi de contrôle sur le code. On a investigué une large gamme des paramètres de contrôle (amplitude et fréquence), jusqu'à 20% d'amplitude, et la fréquence de contrôle prend 8 fois la fréquence naturelle. La région « lock-on » est remarquée dans la plage de fréquence adimensionnelle 2 et 4. Le meilleur résultat pour ce contrôle est une réduction de traînée de l'ordre de 15%, mais enregistrée en dehors de la zone « lock-on ». Concernant la structure de l'écoulement, l'effet des déformations radiales est constaté dans le sillage proche (zone de recirculation). L'émission tourbillonnaire et le sillage lointain sont faiblement influencés par ce contrôle.

Nous avons étudié, ensuite, l'influence de l'effet de la rotation stationnaire. En effet, la symétrie est perdue dans ce contrôle, une poche de pression faible qui se forme sur la surface supérieure du cylindre va contribuer à l'augmentation du coefficient de portance, la valeur critique de α est estimée à $\alpha_c = 2$ avec une suppression de l'allée tourbillonnaire de Von Karman.

Il est notoire que la symétrie du cylindre circulaire, génère une valeur quasiment nulle pour le coefficient de portance moyen pour le cas sans contrôle. Cette valeur reste insensible aux deux techniques de contrôle, l'oscillation rotative et la déformation radiale. En revanche, le coefficient de portance augmente linéairement avec le paramètre de contrôle de rotation stationnaire (α).

La comparaison entre ces méthodes de contrôle montre qu'un mouvement de paroi tangentiel (soit par oscillation rotative et rotation stationnaire) est plus efficace pour contrôler l'écoulement autour d'un cylindre, car tout dépend de l'objectif visé soit la réduction de traînée, soit l'augmentation de la portance.

En perspective de ce travail, nous proposons les extensions suivantes :

- Une étude thermique serait fortement recommandée (cylindre chauffé). Ceci permettrait de compléter toute l'étude pour ce genre de configurations
- Tester des nombres de Reynolds relativement élevés pour examiner l'efficacité de ces contrôles.
- Il serait, également intéressant d'examiner l'influence du taux de turbulence imposé à la vitesse d'entrée sur les différents paramètres.
- L'effet de la présence d'un autre corps, soit un profil d'aile ou le placement d'autres cylindres, en amont ou en aval du cylindre, d'autre part l'effet de la présence d'une paroi.
- Appliquer ces techniques sur plusieurs cylindres ou combiner deux contrôles sur un seul cylindre.

LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

Nomenclature

a	Amplitude de déformation radiale (%)
u	champ de vitesse = (u ₁ , u ₂ , u ₃) (m/s)
\bar{C}_F	Coefficient de frottement moyen
C_L	Coefficient de portance
\bar{C}_L	Coefficient de portance moyen
\bar{C}_p	Coefficient de pression moyen
\bar{C}_{pb}	Coefficient de pression moyen de base
C_D	Coefficient de traînée
\bar{C}_D	Coefficient de traînée moyen
C_s	Constante de Smagorinsky
C_w	Constante du modèle WALE
T_{ij}	Contraintes résultant du filtre d'essai
d	Diamètre d'un cylindre (m)
U	Echelle de la vitesse de la macrostructure (m/s)
v	Echelle de la vitesse de la microstructure (m/s)
l	Echelle de longueur d'échelle de sous-maille (m)
L	Echelle de longueur de la macrostructure (m)
q	Echelle de vitesse d'échelle de sous-maille (m/s)
e	Energie cinétique (joule)
k^{SGS}	Energie cinétique fluctuante d'échelle de sous-maille.

C_L	Fluctuation du coefficient de portance
C'_D	Fluctuation du coefficient de traînée
L	Force de portance (N)
D	Force de traînée (N)
F_{osc}	Fréquence d'oscillation rotative du cylindre (Hz)
F_{def}	Fréquence de déformation du cylindre (Hz)
F	Fréquence dominante d'émission tourbillonnaire (Hz)
F_n	Fréquence naturelle d'émission (Hz)
g_{ij}	Gradient de vitesse résolu
L_{ij}	Identité de Germano
L_r	Longueur de la zone de recirculation (m)
N_r	Nombre de cellules autour du cylindre
N_x	Nombre de cellules selon l'axe longitudinal
N_z	Nombre de cellules selon l'envergure
M	Nombre de Mach
Re	Nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho U_0 d}{\mu}$
St	Nombre de Strouhal $St = \frac{F d}{U_0}$
$k_{cut-off}$	Nombre d'onde de coupure
N	Nombre total de cellules de la grille
M	Nombre total de pas de temps
Δt	Pas de temps (s)
Δt^+	Pas de temps adimensionnel
p	Pression statique (Pa)
r	Rapport entre la fréquence de contrôle par déformation radiale et la fréquence d'émission naturelle
F_R	Rapport entre la fréquence de contrôle par oscillation rotative et la fréquence d'émission naturelle
α	Rapport entre la vitesse tangentielle et la vitesse de l'écoulement libre
R_{def}	Rayon du cylindre déformé (m)
R	Rayon du cylindre initial (m)

S	Surface de projection du corps (m ²)
t	Temps (s)
\bar{S}_{ij}	Tenseur filtré du taux de déformation
α_c	Valeur critique de α
U_0 / U_∞	Vitesse de l'écoulement libre (m/s)
Φ	Vitesse de rotation du cylindre (radian/s)
U_{teng}	Vitesse tangentielle égale à $\frac{\Phi d}{2}$ (m/s)
\bar{u}	Vitesse moyenne longitudinale (m/s)
\bar{v}	Vitesse transversale moyenne (m/s)

Symboles grecs

Ω	Amplitude adimensionnelle d'oscillation rotative
θ_{osc}	Amplitude d'oscillation rotative
θ_s	Angle du point de séparation (degrés)
τ_{ij}	Contraintes anisotropes
τ_{ij}^{SGS}	Contraintes d'échelle de sous-maille
τ_{kk}^{SGS}	Contraintes normales
ρ	Densité du fluide (Kg/m ³)
Δ	Dimension d'une cellule de grille / largeur du filtre
ε	Dissipation de l'énergie cinétique (joule/s)
η	Echelle de longueur de Kolmogorov (m)
$\tilde{\Delta}$	Largeur du filtre d'essai
Γ	Période de la macrostructure
τ	Période de la microstructure
ν	Viscosité cinématique (m ² /s)
ν_t	Viscosité de sous-maille artificielle ou turbulente
μ	Viscosité dynamique (Pa·s)

Exposants

•'	Fluctuation
•̄	Moyenne temporelle
• ⁺	Quantité adimensionnelle
•̃	Variable filtrée

Indices

R	Rapport
r	Recirculation
s	Séparation

Abréviations

CFD	Computational Fluid Dynamic
CPU	Central Processing Unit
DES	Detached-eddy simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
DSM	Modèle dynamique de Smagorinsky
EDF	Électricité de France
EXP	Etude expérimentale
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LES	Large Eddy Simulation
MHFS	Multiple hot-film sensor
PANS	Partially Averaged Navier-Stokes equations
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RAST	Modèle de sous-maille Rahman-Agarwal-Siikonen-Taghinia
RMS	Root Mean Square
SIMPLEC	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent
UDF	User Defined Function
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

VLES	Very Large Eddy Simulation
VM-LES	Variational Multiscale Large Eddy Simulation
WALE	Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity

LISTES DES TRAVAUX PUBLIES

Communications de conférences

- L. AGUEDAL, H. OUALLI, D. SEMMAR, « Simulation des grandes échelles d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire contrôlé par stratégie de déformation radiale », Le 3ème Séminaire sur les Technologies Mécaniques Avancées, Tlemcen 08 et 09 Novembre 2014.
- L. AGUEDAL, H. OUALLI et D. SEMMAR, « Simulation des grandes échelles d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire contrôlé par stratégie d'oscillations rotatives », Congrès Algérien de Mécanique, El-Oued, 25-29 octobre 2015.
- Liyes AGUEDAL, Djaffar SEMMAR, « Simulation des grandes échelles d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire », 2nd International Conference on Aeronautical Sciences, Oran, 3 et 4 November 2015.
- L. AGUEDAL, D. SEMMAR, A. AZZI, A. BERROUK et H. OUALLI, « Influence de la fréquence de déformation radiale sur un écoulement autour d'un cylindre en utilisant la simulation des grandes échelles », Congrès Algérien de Mécanique, Constantine, 26-30 November, 2017.

Article dans des revues internationales

- L. AGUEDAL, D. SEMMAR, A. BERROUK, A. AZZI et H. OUALLI, « 3D vortex structure investigation using Large Eddy Simulation of flow around a rotary oscillating circular cylinder », European Journal of Mechanics / B Fluids 71 (2018) 113–125.

REFERENCES

1. Kajishima, T. and K. Taira, *Computational fluid dynamics: incompressible turbulent flows*. First ed. 2016: Springer.
2. Gad-el-Hak, M., *Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management*. First ed. 2000: Cambridge University Press.
3. Zdravkovich, M., *Flow around circular cylinders. Fundamentals, vol. 1*. First ed. Oxford University Press, New York. 1997.
4. Munson, B.R., et al., *Fundamentals of fluid mechanics*. 7th ed. 2014: John Wiley & Sons.
5. Braza, M., P. Chassaing, and H.H. Minh, *Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder*. Journal of fluid mechanics, 1986. **165**: p. 79-130.
6. Muddada, S. and B. Patnaik, *An assessment of turbulence models for the prediction of flow past a circular cylinder with momentum injection*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2010. **98**(10-11): p. 575-591.
7. Williamson, C.H., *Vortex dynamics in the cylinder wake*. Annual review of fluid mechanics, 1996. **28**(1): p. 477-539.
8. Van Dyke, M., *An album of fluid motion*. 4th ed. 1982: The Parabolic Press.
9. Almosnino, D. and K.W. McAlister, *Water-Tunnel Study of Transition Flow Around Circular Cylinders*. 1984, National Aeronautics and Space Administration Moffett field ca ames research center.
10. Hinterberger, C., *Dreidimensionale und tiefengemittelte large-eddy-simulation von Flachwasserströmungen*. 2004, PhD Thesis, Univ-Verlag Karlsruhe.
11. Gunzburger, M.D., *Perspectives in flow control and optimization*. Vol. 5. 2003: Siam.
12. Fiedler, H. and H.-H. Fernholz, *On management and control of turbulent shear flows*. Progress in Aerospace Sciences, 1990. **27**(4): p. 305-387.

13. Norberg, C., *Effects of Reynolds number and a low-intensity freestream turbulence on the flow around a circular cylinder*. Chalmers University, Goteborg, Sweden, Technological Publications, 1987. **87**(2).
14. Lourenco, L., *Characteristics of the plate turbulent near wake of a circular cylinder. A particle image velocimetry study*. In Unpublished, results taken from Beaudan and Moin, 1994.
15. Beaudan, P. and P. Moin, *Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at sub-critical Reynolds number*. 1994, Stanford University Thermosciences Division.
16. Ong, L. and J. Wallace, *The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder*. *Experiments in fluids*, 1996. **20**(6): p. 441-453.
17. Parnaudeau, P., et al., *Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900*. *Physics of Fluids*, 2008. **20**(8): p. 085101.
18. Mittal, R. and P. Moin, *Suitability of upwind-biased finite difference schemes for large-eddy simulation of turbulent flows*. *AIAA journal*, 1997. **35**(8): p. 1415-1417.
19. Breuer, M., *Numerical and modeling influences on large eddy simulations for the flow past a circular cylinder*. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1998. **19**(5): p. 512-521.
20. Kahil, Y., *Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents autour de cylindres circulaires à un nombre de Reynolds sous critique*. 2011, PhD Thesis, Paris 6.
21. Ouvrard, H., et al., *Classical and variational multiscale LES of the flow around a circular cylinder on unstructured grids*. *Computers & Fluids*, 2010. **39**(7): p. 1083-1094.
22. Wornom, S., et al., *Variational multiscale large-eddy simulations of the flow past a circular cylinder: Reynolds number effects*. *Computers & Fluids*, 2011. **47**(1): p. 44-50.
23. Lodato, G. and J.-B. Chapelier, *Evaluation of the Spectral Element Dynamic Model for Large-Eddy Simulation on Unstructured, Deformed Meshes*. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2018: p. 1-24.
24. Meyer, M., S. Hickel, and N. Adams, *Assessment of implicit large-eddy simulation with a conservative immersed interface method for turbulent*

- cylinder flow*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2010. **31**(3): p. 368-377.
25. Meyer, M., et al., *A conservative immersed interface method for large-eddy simulation of incompressible flows*. Journal of Computational Physics, 2010. **229**(18): p. 6300-6317.
 26. Sidebottom, W., A. Ooi, and D. Jones, *A parametric study of turbulent flow past a circular cylinder using large eddy simulation*. Journal of Fluids Engineering, 2015. **137**(9): p. 091202.
 27. Taghinia, J., M.M. Rahman, and T. Siikonen, *Large eddy simulation of flow past a circular cylinder with a novel sub-grid scale model*. European Journal of Mechanics-B/Fluids, 2015. **52**: p. 11-18.
 28. Guo, L., X. Zhang, and G. He, *Large-eddy simulation of circular cylinder flow at subcritical Reynolds number: Turbulent wake and sound radiation*. Acta Mechanica Sinica, 2016. **32**(1): p. 1-11.
 29. Zhao, Q., *Sound source localization of flow around circular cylinder by a virtual microphone array technique*. AIP Advances, 2018. **8**(5): p. 055130.
 30. Pereira, F., et al., *Simulation of the flow around a circular cylinder at $Re=3900$ with Partially-Averaged Navier-Stokes equations*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2018. **69**: p. 234-246.
 31. Luo, D., et al., *Comparative assessment of PANS and DES for simulation of flow past a circular cylinder*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2014. **134**: p. 65-77.
 32. Jee, S. and K. Shariff, *Detached-eddy simulation based on the v_2 - f model*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2014. **46**: p. 84-101.
 33. D'Alessandro, V., S. Montelpare, and R. Ricci, *Detached-eddy simulations of the flow over a cylinder at $Re=3900$ using OpenFOAM*. Computers & Fluids, 2016. **136**: p. 152-169.
 34. Dong, S., et al., *A combined direct numerical simulation-particle image velocimetry study of the turbulent near wake*. Journal of Fluid Mechanics, 2006. **569**: p. 185-207.
 35. Wissink, J. and W. Rodi, *Numerical study of the near wake of a circular cylinder*. International journal of heat and fluid flow, 2008. **29**(4): p. 1060-1070.

36. Hanchi, S. and R. Askovic, *Approche numérique du transfert thermique convectif pour un cylindre circulaire déformable*. International journal of heat and mass transfer, 1998. **41**(11): p. 1385-1396.
37. Oualli, H., et al., *Experimental investigation of the flow around a radially vibrating circular cylinder*. Experiments in fluids, 2004. **37**(6): p. 789-801.
38. Menfoukh, L., et al., *Experimental investigation of a circular radially deforming cylinder near wake using an infrared technique*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008. **29**(2): p. 479-494.
39. Oualli, H., et al., *Interaction between the near wake and the cross-section variation of a circular cylinder in uniform flow*. Experiments in fluids, 2008. **44**(5): p. 807-818.
40. Menfoukh, L., et al., *Near-wake aerodynamic characteristics of a radially deforming circular cylinder using LDV measurements*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2010. **31**(4): p. 561-568.
41. Aissa, M., A. Bouabdallah, and H. Oualli, *Radial deformation frequency effect on the three-dimensional flow in the cylinder wake*. Journal of Fluids Engineering, 2015. **137**(1): p. 011104.
42. Du, L. and X. Sun, *Suppression of vortex-induced vibration using the rotary oscillation of a cylinder*. Physics of Fluids (1994-present), 2015. **27**(2): p. 023603.
43. Koehler, C., et al., *Flows produced by the combined oscillatory rotation and translation of a circular cylinder in a quiescent fluid*. Journal of Fluid Mechanics, 2015. **764**: p. 148-170.
44. Sellappan, P. and T. Pottebaum, *Wake modes of rotationally oscillating cylinders at $Re=150$* . Journal of Fluids and Structures, 2014. **46**: p. 29-41.
45. Kumar, S., et al., *Flow past a rotationally oscillating cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, 2013. **735**: p. 307-346.
46. Lu, L., et al., *Numerical investigations of lift suppression by feedback rotary oscillation of circular cylinder at low Reynolds number*. Physics of Fluids (1994-present), 2011. **23**(3): p. 033601.
47. Lo Jacono, D., et al., *Modification of three-dimensional transition in the wake of a rotationally oscillating cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, 2010. **643**: p. 349-362.

48. Thiria, B., S. Goujon-Durand, and J. Wesfreid, *The wake of a cylinder performing rotary oscillations*. Journal of Fluid Mechanics, 2006. **560**: p. 123-147.
49. Ray, P. and P.D. Christofides, *Control of flow over a cylinder using rotational oscillations*. Computers & chemical engineering, 2005. **29**(4): p. 877-885.
50. Poncet, P., *Topological aspects of three-dimensional wakes behind rotary oscillating cylinders*. Journal of Fluid Mechanics, 2004. **517**: p. 27-53.
51. Choi, S., H. Choi, and S. Kang, *Characteristics of flow over a rotationally oscillating cylinder at low Reynolds number*. Physics of Fluids (1994-present), 2002. **14**(8): p. 2767-2777.
52. Protas, B. and J. Wesfreid, *Drag force in the open-loop control of the cylinder wake in the laminar regime*. Physics of Fluids (1994-present), 2002. **14**(2): p. 810-826.
53. Baek, S.-J. and H.J. Sung, *Quasi-periodicity in the wake of a rotationally oscillating cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, 2000. **408**: p. 275-300.
54. Baek, S.-J. and H.J. Sung, *Numerical simulation of the flow behind a rotary oscillating circular cylinder*. Physics of Fluids (1994-present), 1998. **10**(4): p. 869-876.
55. Mittal, H., Q.M. Al-Mdallal, and R.K. Ray, *Locked-on vortex shedding modes from a rotationally oscillating circular cylinder*. Ocean Engineering, 2017. **146**: p. 324-338.
56. Gao, Y., et al., *Flow behavior behind a clockwise-and-counterclockwise rotational oscillating cylinder*. Ocean Engineering, 2018. **159**: p. 410-421.
57. Tokumaru, P. and P. Dimotakis, *Rotary oscillation control of a cylinder wake*. Journal of Fluid Mechanics, 1991. **224**: p. 77-90.
58. Shiels, D. and A. Leonard, *Investigation of a drag reduction on a circular cylinder in rotary oscillation*. Journal of Fluid Mechanics, 2001. **431**: p. 297-322.
59. Cheng, M., Y. Chew, and S. Luo, *Numerical investigation of a rotationally oscillating cylinder in mean flow*. Journal of fluids and Structures, 2001. **15**(7): p. 981-1007.
60. Bhumkar, Y. and T. Sengupta, *Drag reduction by rotary oscillation for flow past a circular cylinder*. International Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences, 2009. **1**(4): p. 269-298.

61. Lee, T., *Investigation of unsteady boundary layer developed on a rotationally oscillating circular cylinder*. AIAA journal, 1999. **37**(3): p. 328-336.
62. Du, L. and C. Dalton, *LES calculation for uniform flow past a rotationally oscillating cylinder*. Journal of Fluids and Structures, 2013. **42**: p. 40-54.
63. Fujisawa, N., et al., *Computational and experimental study on flow around a rotationally oscillating circular cylinder in a uniform flow*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 2005. **93**(2): p. 137-153.
64. Lee, S.-J. and J.-Y. Lee, *PIV measurements of the wake behind a rotationally oscillating circular cylinder*. Journal of Fluids and Structures, 2008. **24**(1): p. 2-17.
65. Prandtl, L., *Magnuseffekt und Windkraftschiff*. The Science of Nature, 1925. **13**(6): p. 93-108.
66. EL AKOURY, R., et al., *The three-dimensional transition in the flow around a rotating cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, 2008. **607**: p. 1-11.
67. Kang, S., H. Choi, and S. Lee, *Laminar flow past a rotating circular cylinder*. Physics of Fluids, 1999. **11**(11): p. 3312-3321.
68. Mittal, S. and B. Kumar, *Flow past a rotating cylinder*. Journal of fluid mechanics, 2003. **476**: p. 303-334.
69. Pralits, J.O., L. Brandt, and F. Giannetti, *Instability and sensitivity of the flow around a rotating circular cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, 2010. **650**: p. 513-536.
70. Kimura, T., M. Tsutahara, and Z.-Y. Wang, *Wake of a rotating circular cylinder*. AIAA journal, 1992. **30**(2): p. 555-556.
71. Ling, G.P. and T.M. Shih, *Numerical study on the vortex motion patterns around a rotating circular cylinder and their critical characters*. International journal for numerical methods in fluids, 1999. **29**(2): p. 229-248.
72. Chew, Y., M. Cheng, and S. Luo, *A numerical study of flow past a rotating circular cylinder using a hybrid vortex scheme*. Journal of Fluid Mechanics, 1995. **299**: p. 35-71.
73. Karabelas, S., *Large eddy simulation of high-Reynolds number flow past a rotating cylinder*. International journal of heat and fluid flow, 2010. **31**(4): p. 518-527.
74. Aljure, D., et al., *Influence of rotation on the flow over a cylinder at $Re = 5000$* . International Journal of Heat and Fluid Flow, 2015. **55**: p. 76-90.

75. Sagaut, P., *Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction*. 3th ed. 2006: Springer Science & Business Media.
76. Nieuwstadt, F.T., J. Westerweel, and B.J. Boersma, *Turbulence: introduction to theory and applications of turbulent flows*. First ed. 2016: Springer.
77. Moin, P. and K. Mahesh, *Direct numerical simulation: a tool in turbulence research*. Annual review of fluid mechanics, 1998. **30**(1): p. 539-578.
78. Schumann, U., *Direct and large eddy simulation of turbulence: Summary of the state of the art 1993*. VKI An Introduction to Modeling Turbulence, 1993.
79. Rodi, W., G. Constantinescu, and T. Stoesser, *Large-eddy simulation in hydraulics*. First ed. 2013: Crc Press.
80. Schiestel, R., *Modélisation et simulation des écoulements turbulents*. 2nd ed. 1993: Hermes.
81. Smagorinsky, J., *General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment*. Monthly weather review, 1963. **91**(3): p. 99-164.
82. Lilly, D.K., *A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method*. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1992. **4**(3): p. 633-635.
83. Germano, M., et al., *A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model*. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1991. **3**(7): p. 1760-1765.
84. Nicoud, F. and F. Ducros, *Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor*. Flow, turbulence and Combustion, 1999. **62**(3): p. 183-200.
85. Mittal, R., *Large-eddy simulation of flow past a circular cylinder*. Annual Research Briefs - Center for Turbulence Research 1995: p. 107-117.
86. Kravchenko, A.G. and P. Moin, *Numerical studies of flow over a circular cylinder at $Re D = 3900$* . Physics of fluids, 2000. **12**(2): p. 403-417.
87. Franke, J. and W. Frank, *Large eddy simulation of the flow past a circular cylinder at $ReD = 3900$* . Journal of wind engineering and industrial aerodynamics, 2002. **90**(10): p. 1191-1206.
88. Mohammad, A.H., Z. Wang, and C. Liang, *Large eddy simulation of flow over a cylinder using high-order spectral difference method*. Adv. Appl. Math. Mech, 2010. **2**(4): p. 451-466.

89. Lysenko, D.A., I.S. Ertesvåg, and K.E. Rian, *Large-eddy simulation of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900 using the OpenFOAM toolbox*. Flow, turbulence and combustion, 2012. **89**(4): p. 491-518.
90. Kim, S., P.A. Wilson, and Z.-M. Chen, *Effect of turbulence modelling on 3-D LES of transitional flow behind a circular cylinder*. Ocean Engineering, 2015. **100**: p. 19-25.
91. Alemi, M., J.P. Pêgo, and R. Maia, *Numerical investigation of the flow behavior around a single cylinder using Large Eddy Simulation model*. Ocean Engineering, 2017. **145**: p. 464-478.
92. ANSYS, A.F., *14.0 User's Guide*. ANSYS inc, 2011. **9**.
93. Norberg, C., *An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio*. Journal of Fluid Mechanics, 1994. **258**: p. 287-316.
94. Tokumaru, P.T., *Active Control of the Flow Past a Cylinder Executing Rotary Motions*. 1991, PhD Thesis, California Institute of Technology: California (CA).
95. Liaw, K., *Simulation of flow around bluff bodies and bridge deck sections using CFD*. 2005, PhD Thesis, University of Nottingham.
96. Tremblay, F., M. Manhart, and R. Friedrich, *LES of flow around a circular cylinder at a subcritical Reynolds number with cartesian grids*, in *Advances in LES of Complex flows*. 2002, Springer. p. 133-150.
97. Mani, A., P. Moin, and M. Wang, *Computational study of optical distortions by separated shear layers and turbulent wakes*. Journal of Fluid Mechanics, 2009. **625**: p. 273-298.
98. Prsic, M.A., et al., *Large Eddy Simulations of flow around a smooth circular cylinder in a uniform current in the subcritical flow regime*. Ocean Engineering, 2014. **77**: p. 61-73.
99. Park, N., et al., *A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model with a global model coefficient*. Physics of Fluids, 2006. **18**(12): p. 125109.